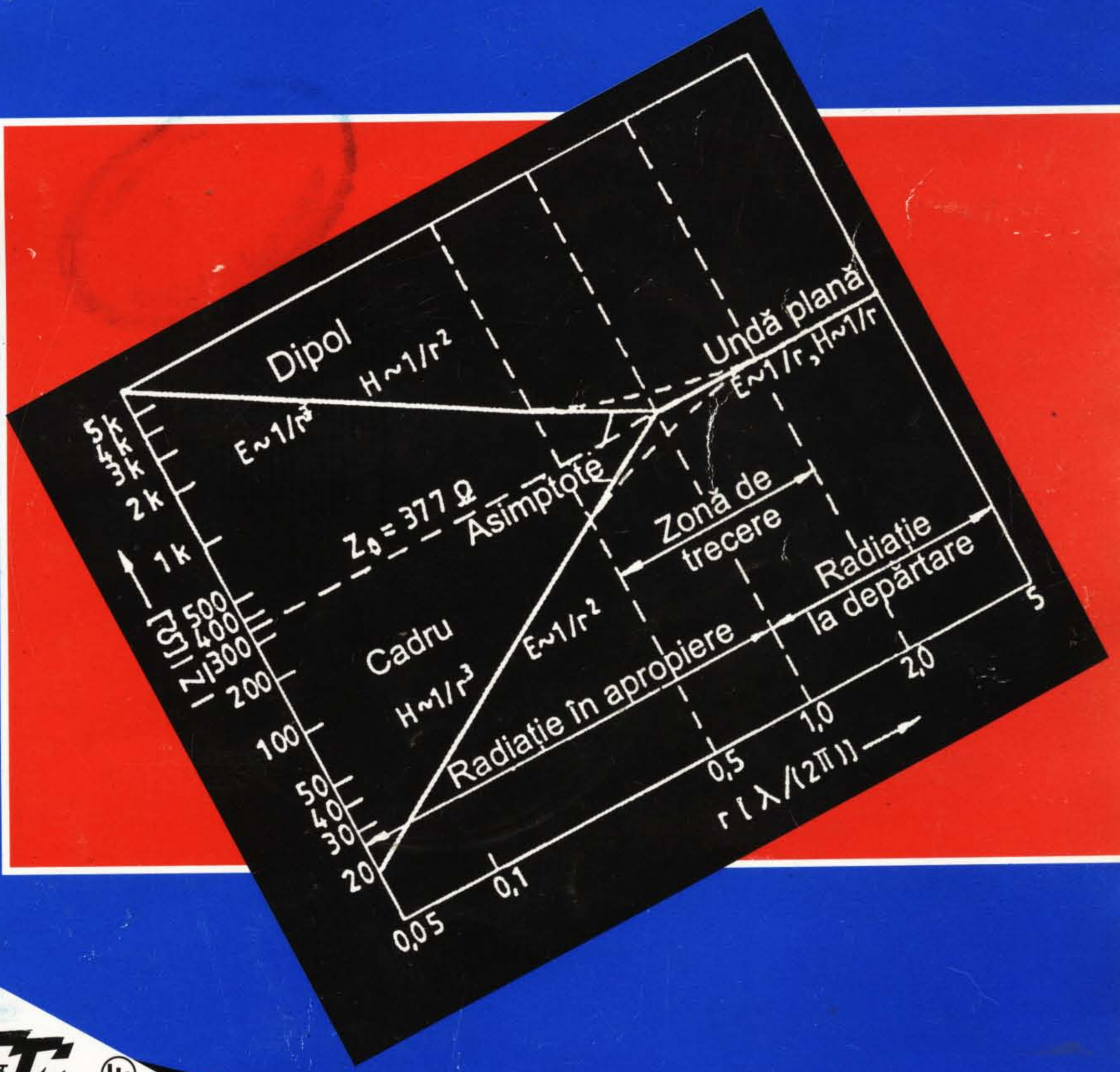
G. Hortopan

Principii şi tehnici de COMPATIBILITATE ELECTROMAGNETICĂ



EDITURA Tehnică

G. Hortopan

Universitatea Politehnica
Bucureşti

PRINCIPII şi TEHNICI de COMPATIBILITATE ELECTROMAGNETICĂ

EDITURA TEHNICA
Bucureşti – 1998

PREFAȚĂ

Obiectul lucrării de față îl constituie compatibilitatea electromagnetică, *noțiune prin care se înțelege capabilitatea unui echipament electric sau electronic de a funcționa normal într-un mediu de câmpuri electromagnetice fără a influența acest mediu în care se află şi alte echipamente.*

În lucrare sunt tratate următoarele teme:

a) ***Procesele fizice*** *prin care un semnal util este influențat (interferat) de către un semnal perturbator. În această categorie intră cuplajele: galvanic, inductiv, capacitiv, prin radiație electromagnetică.*

b) ***Mijloacele tehnice*** *cu ajutorul cărora se realizează decuplarea semnalelor de interferență şi anume transformatoarele, filtrele, ecranele metalice, transmisia optoelectrică.*

c) ***Tehnica de măsurare*** *a nivelului şi formei semnalelor perturbatoare emise.*

d) ***Tehnica de testare*** *a imunității unui echipament electrotehnic sau electronic la un nivel dat de semnal perturbator, în strânsă legătură cu recomandările existente în normele internaționale*

Lucrarea are la bază lecțiile de Compatibilitate Electromagnetică predate studenților Facultății de Electrotehnică din cadrul Universității Politehnica Bucureşti. În acelaşi timp lucrarea se adresează şi inginerilor electricieni şi electronişti care au contingență cu compatibilitatea electromagnetică.

Autorul

CUPRINS

1. GENERALITĂŢI 1
1.1. Domenii, definiţii, scop 1
1.2. Cuantificarea nivelelor de interferenţă 5
1.3. Pământ şi masă 8
1.3.1. Pământ, priza de pământ de exploatare, priza de pământ de protecţie 8
1.3.2. Masa 11
1.4. Interferenţe de mod diferenţial (în tact opus) şi de mod comun (în acelaşi tact) 12
1.4.1. Interferenţe de mod diferenţial 13
1.4.2. Interferenţe de mod comun 14
1.5. Analiza în frecvenţă a semnalelor de distorsiune 15
1.5.1. Semnale periodice: seria Fourier 15
1.5.2. Semnale neperiodice: transformata Fourier 17

2. PROCESE FIZICE ESENŢIALE 22
2.1. Cuplajul galvanic 22
2.1.1. Cuplajul galvanic între circuite funcţionale 22
2.1.2. Cuplajul galvanic datorat legării la pământ 25
2.2. Cuplajul inductiv 27
2.2.1. Relaţii de interferenţă 27
2.2.2. Mijloace de neutralizare 28
2.3. Cuplajul capacitiv 31
2.4. Cuplajul prin radiaţie electromagnetică 33
2.5. Decuplarea optoelectrică 35
2.5.1. Optocuplorul 35
2.5.2. Linia optică 36
2.6. Decuplarea cu transformator 39
2.6.1. Transformator de separare pentru semnalul util 40
2.6.2. Transformator pentru neutralizare 40
2.6.3. Transformator de reţea 41
2.6.4. Bornele „High“ şi „Low“ 42
2.7. Cablul coaxial 44
2.7.1. Cablul coaxial ca linie lungă 44
2.7.2. Cablul coaxial adaptat 47
2.7.3. Amortizare şi defazaj 48
2.7.4. Relaţii de dimensionare 49
2.7.5. Determinarea experimentală a impedanţei caracteristice 50
2.7.6. Linii cuplate 51
2.7.7. Parametrii de transfer ai cablului coaxial 52
2.8. Unda electromagnetică plană 56
2.8.1. Ecuaţiile de propagare 56
2.8.2. Particularizări şi analogii 57

3. FILTRE 60
3.1. Filtre electrice pasive pentru semnalul util 61
3.2. Filtre electrice de reţea 62
3.2.1. Interferenţe contratact (de mod diferenţial) 63
3.2.2. Interferenţe în acelaşi tact (de mod comun) 63
3.2.3. Filtre pentru reţele trifazate 64
3.3. Conexiuni de încercare 65
3.4. Rezonanţa componentelor pasive 67
3.4.1. Bobine 67
3.4.2. Condensatoare 68
3.5. Sinteza unui filtru trece-jos 69
3.5.1. Schema electrică 69
3.5.2. Funcţia de transfer 70
3.5.3. Filtrul trece-jos Butterworth 70
3.6. Exemplu de calcul 72
3.6.1. Schema electrică 73
3.6.2. Funcţia de transfer 73
3.7. Filtre active 77
3.8. Filtre pentru hiperfrecvenţe 79

4. ECRANE 81
4.1. Ecrane magnetostatice 81
4.1.1. Ecranul tubular cilindric 82
4.1.2. Ecranul sferic 85
4.1.3. Linii de câmp magnetic 88
4.2. Ecrane electromagnetice 98
4.2.1. Ecranul tubular cilindric în câmp magnetic transversal şi uniform 98
4.2.2. Ecranul sferic 106
4.2.3. Cabina ecranată 113
4.3. Tola magnetică ca barieră la câmpul de radiaţie 122
4.3.1. Ecuaţiile propagării undei plane 122
4.3.2. Trecerea undei din aer în metalul conductor 123
4.3.3. Trecerea undei din metalul conductor în aer 126
4.3.4. Propagarea undei plane în metal 128
4.3.5. Tola metalică ca barieră 130
4.4. Comportarea ecranului sferic la unda plană 131
4.4.1. Rezultate după metoda Kaden [17] 132
4.4.2. Rezultate după metoda Degauque [55, 68] 133
4.5. Trecerea câmpurilor electrice şi magnetice prin fante 135
4.5.1. Fanta în câmp electric 136
4.5.2. Fanta în câmp magnetic 136
4.5.3. Cuplorul direcţional (reflectometrul) 138

5. NOŢIUNI DE RADIAŢIE ELECTROMAGNETICĂ 141
5.1. Dipolul Hertz 141
5.1.1. Relaţii generale 142
5.1.2. Radiaţia în apropiere 143
5.1.3. Radiaţia la depărtare 143
5.1.4. Impedanţa de undă în apropiere 144
5.1.5. Puterea radiată de dipol 145
5.2. Antene de emisie 146
5.2.1. Antena cu o extremitate la pământ (monopol) 147
5.2 2. Antena dipol cu excitaţie la mijloc 152
5.2.3 Antena cadru 153

5.2.4. Antena biconică 157
5.2.5. Antena periodic logaritmică 160
5.3 Antena de recepţie ca senzor de câmp electric 161
5.3.1. Antena de recepţie dipol 161
5.3.2. Antena de recepţie cadru 164
5.4. Proprietăţile generale ale antenelor 166
5.4.1. Directivitate şi câştig 166
5.4.2. Aria efectivă a antenei 168
5.4.3. Cuplajul între antena de emisie şi cea de recepţie 170
5.4.4. Simetrizare şi adaptare 172
5.4.5. Etalonarea antenei 174
5.4.6. Antena activă 175

6. SENZORI PENTRU MĂRIMI DE TIP u 177
6.1. Divizorul rezistiv 178
6.2. Divizorul capacitiv 178
6.3. Divizorul mixt serie R-C 178
6.4. Divizorul mixt serie R-C cu cablu coaxial lung 179
6.5. Divizorul universal 179

7. SENZORI PENTRU MĂRIMI DE TIP i 181
7.1. Şuntul coaxial 181
7.2. Senzorul (sonda) Hall 184
7.3. Cordonul Rogowski 185
7.4. Transformatorul de curent continuu 187
7.4.1. Modulatorul magnetic 187
7.4.2. Transformatorul de curent continuu cu flux zero 189

8. MASURĂRI DE INTERFERENŢĂ 192
8.1. Cabina de măsurare 192
8.2. Laboratorul CEM 195
8.2.1. Generatorul de semnal 201
8.2.2. Voltmetrul de perturbaţii şi analizorul de spectru 201
8.3. Încercări de imunitate, simulatoare 207
8.3.1. Imunitatea la radiaţie electromagnetică radio 207
8.3.2. Imunitatea la perturbaţii de conducţie 208
8.3.3. Imunitatea la descărcări electrostatice de mică energie 209
8.3.4. Imunitatea la pachete de descărcări în salve 210
8.3.5. Imunitatea la supratensiuni de impuls de mare energie 211
8.3.6. Simulatorul EMP şi NEMP 213
8.4. Nivelul semnalelor perturbatoare emise 215
8.4.1. Exemplu de semnal de tensiune 215
8.4.2. Exemplu de semnal perturbator de curent 215
8.4.3. Exemplu de amplasament la măsurarea semnalelor de radiofrecvenţă cuprinse între 30 MHz şi 1000 MHz 216
8.5. Norme de încercare 217
8.6. Tehnologia incintelor ecranate 219
8.6.1. Materiale 219
8.6.2. Măsurări de materiale 220
8.6.3. Factorul de reflexie al pereţilor absorbanţi 224
8.6.4. Impedanţa bobinelor cu miez de ferită 231

9. ANALIZA UNOR FENOMENE REPREZENTATIVE 238
9.1. Deconectarea sarcinilor mici inductive 238

9.2. Comutaţia sarcinilor capacitive 239
9.3. Motorul serie cu colector 240
9.4. Lampa cu descărcări în gaze 241
9.5. Sistemul Delco 241
9.5.1. Frecvenţa curentului din primarul bobinei 243
9.5.2. Armonicele de tensiune 243
9.6. Ecranul unui laborator de înaltă tensiune 245

10. EXPERIMENTĂRI 247
10.1. Armonice de curent în instalaţiile cu semiconductoare 247
10.2. Etalonarea unui şunt coaxial 249
10.3. Transmisia optoelectrică 250
10.4. Eficienţa de ecranare a cabinei de măsurare 253

11. ANEXE 255
11.1. Demonstraţia relaţiei (2.30) 255
11.2. Algoritm şi exemplu de calcul pentru un şunt coaxial de 1 mΩ 256
11.3. Principiul senzorului capacitiv de câmp electric 258
11.4. Ecranul magnetostatic cilindric bistrat 260
11.5. Ecranul magnetostatic sferic bistrat 263
11.6. Influenţa pământului (solului) 267
11.7. Radiaţia dipolului Hertz 270
11.8. Antena cadru 274
11.9. Operaţii în sistemele de coordonate carteziene, cilindrice şi sferice 276
11.10. Probleme 278

BIBLIOGRAFIE 290

1 GENERALITĂȚI

Ideea de *compatibilitate electromagnetică* își are originea în procesul de influențare sau interferență cunoscut în tehnica radio, în sensul că dacă un receptor radio, acordat pe frecvența unui emițător radio, recepționează și un alt emițător, se asistă la un fenomen de interferență. Cu timpul, o dată cu înmulțirea instalațiilor și aparatelor electrice, alături de emițătoarele și receptoarele radio convenționale, din punct de vedere al compatibilității electromagnetice, a apărut necesitatea de a se reconsidera conținutul noțiunilor de „emițător" și „receptor".

1.1. DENUMIRI, DEFINIȚII, SCOP

Se numește *compatibilitate electromagnetică* (CEM) starea electromagnetică stabilită între un emițător și un receptor. Această stare presupune că:

a) Semnalele emise de emițător să ajungă la receptorul vizat și în același timp funcționarea emițătorului să nu pericliteze siguranța proprie de funcționare, de asemenea să nu influențeze alte conexiuni electromagnetice existente între alte emițătoare și receptoare.

b) Receptorul să reacționeze numai la emițătorul ales, adică să capteze numai semnalul emițătorului ales.

Astfel, spre exemplificare, în acord cu definiția VDE 0870, prin compatibilitate electromagnetică se înțelege capabilitatea unui dispozitiv electromagnetic de a funcționa satisfăcător într-un mediu de câmpuri electromagnetice, fără a influența acest mediu căruia îi aparțin și alte dispozitive.

Emițătoare se consideră:

- Lămpile cu descărcări în gaze, în faza aprinderii.
- Sistemul „DELCO" de aprindere la autovehicule.
- Sistemele de emisie radio, televiziune, radar.
- Exploziile nucleare.
- Descărcările atmosferice între nori sau între nor și pământ.
- Descărcările electrice în laboratoarele de încercări de înaltă tensiune.
- Motoarele electrice cu colector.

- Redresoarele şi invertoarele, ca aparate cu comutaţie statică prin dispozitive semiconductoare.
- Străpungerile şi conturnările electrice în instalaţiile energetice.
- Descărcările electrostatice în spaţiile cu izolaţie faţă de pământ.
- ş.a.

Receptoare se consideră:

- Sistemele de automatizare cu semiconductoare, care pot recepţiona semnale false.
- Sistemele de recepţie a informaţiilor (telefonice, televizate, radar etc.).
- Sistemele de măsurare electronică a mărimilor electrice şi neelectrice, ca senzori, traductoare, osciloscoape, voltmetre numerice, înregistratoare.
- Sistemele de achiziţie şi prelucrare a datelor.
- Sistemele de calcul, reţelele de calculatoare.
- Instalaţiile tehnologice funcţionând cu fascicul de electroni.
- Microscopul electronic.
- Sistemele de scanare din tehnica medicală.
- ş.a.

Notă: Unele echipamente electrice sau electronice pot fi considerate din punctul de vedere al CEM atât emiţătoare, cât şi receptoare. În acest sens se consideră:

a) Echipamentele în care se produc procese tranzitorii de natură să determine nivele de tensiune sau de curenţi cu mult mai mari decât valorile nominale. În această categorie intră procesele de comutaţie ale sarcinilor inductive şi capacitive. Astfel la deconectarea de la o sursă de curent continuu a unei bobine, la bornele acesteia, considerată sursă sau emiţător, apare o supratensiune pe care o recepţionează tot bobina, în sensul că supratensiunea este perturbatoare (de interferenţă) şi poate distruge izolaţia. Dezvoltarea acestei idei este prezentată în § 9.1.

b) În aparatul de radio-recepţie de tip superheterodină este inclus şi un oscilator (emiţător) local. Un calculator posedă un generator de tact cu frecvenţa de 4 ... 400 MHz, care este considerat generator şi care poate interfera alte blocuri ale calculatorului şi ale echipamentului periferic.

În tabelul 1.1 sunt daţi parametrii unor mărimi care au efect de influenţare (interferenţă) prin radiaţie [6].

În cadrul transferului de semnal de la emiţător la receptor următoarele aspecte sunt esenţiale:

– producerea proceselor fizice prin care se efectuează influenţarea semnalului util;
– cuantificarea influenţării;
– mijloacele tehnice de neutralizare a influenţării;
– mijloace tehnice de măsurare a influenţării.

Tabelul 1.1

Parametrii unor mărimi de radiaţie

Sursa	Câmpul electric *E*	Câmpul magnetic *H*	Durata frontului	Domeniul de frecvenţă	Raza de acţiune
Emiţător radio	< 10 V/m la 500 m depărtare de emiţător	< 10 A/m	–	150 kHz – 26 MHz (AM) 87,5 MHz – 108 MHz (FM)	100 km –1000 km 60 km
Trăsnet (LEMP)	40 kV/m	160 A/m	<100 ns	0,5 MHz – 5 MHz	<10 km
Explozie nucleară NEMP	50 kV/m	1000 A/m	3 ns–5 ns	<50 MHz	<100 m
Străpungerea izolaţiei şi procese de comutaţie în instalaţii energetice	10 kV/m	300 A/m	<10 ns	<50 MHz	<100 m

Aspectele juridice cum sunt legile şi standardele nu constituie, în această lucrare, un obiect central. Denumirea „Compatibilitate Electromagnetică“ (CEM) are drept corespondent:

Electromagnetic Compatibility (EMC), în limba engleză;
Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV), în limba germană;
Compatibilité électromagnétique (CEM), în limba franceză.

Influenţare sau interferenţă. Aceasta se resimte la receptor în sensul că energia electromagnetică vagabondă , provenind din alte emiţătoare decât emiţătorul pentru care receptorul este pregătit, modifică sau interferează semnalul util. Spre exemplu un sistem de achiziţie şi prelucrare a datelor, compus din:

– senzori (termocuple, reductoare de curent ş.a.), considerat sursă;
– linie de racord;
– sisteme de stocare a datelor;
– interfeţe;
– elementul de execuţie, considerat receptor,

poate fi influenţat de energia electromagnetică vagabondă în oricare din componentele sale.

Influenţarea sau interferenţa semnalului util se produce prin intermediul unor cuplaje. Acestea pot fi:

- *galvanice,* în cazul a două circuite electrice, cu o porţiune de circuit comună;
- *inductive,* în cazul influenţării de către câmpuri magnetice variabile în timp;
- *capacitive*, în cazul influenţării de către câmpuri electrice statice sau variabile în timp;
- *de radiaţie electromagnetică,* în cazul în care semnalul de interferenţă este produs de câmpul de radiaţie electromagnetică.

Un sistem format dintr-o sursă (emiţător) şi un receptor poate suferi interferenţe cumulate, spre exemplu prin cuplaj galvanic şi cuplaj inductiv, în cazul folosirii necorespunzătoare a unui şunt pentru a măsura curenţi intenşi.

În fig.1.1 sunt reprezentate schematic câteva surse de interferenţă, care determină o influenţare asupra echipamentelor de automatizare şi de informatică, după cum urmează:

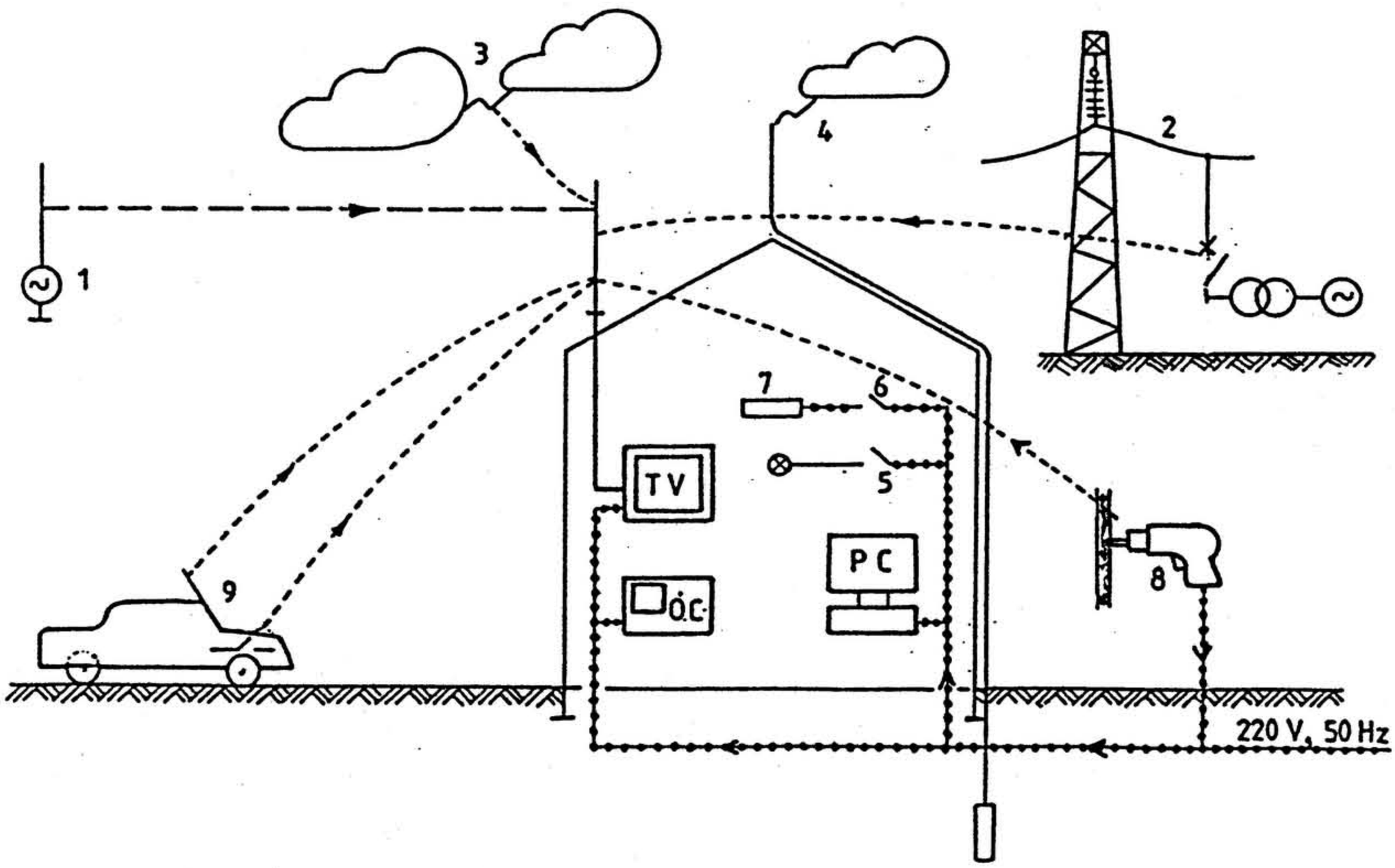


Fig.1.1. Surse de interferenţă

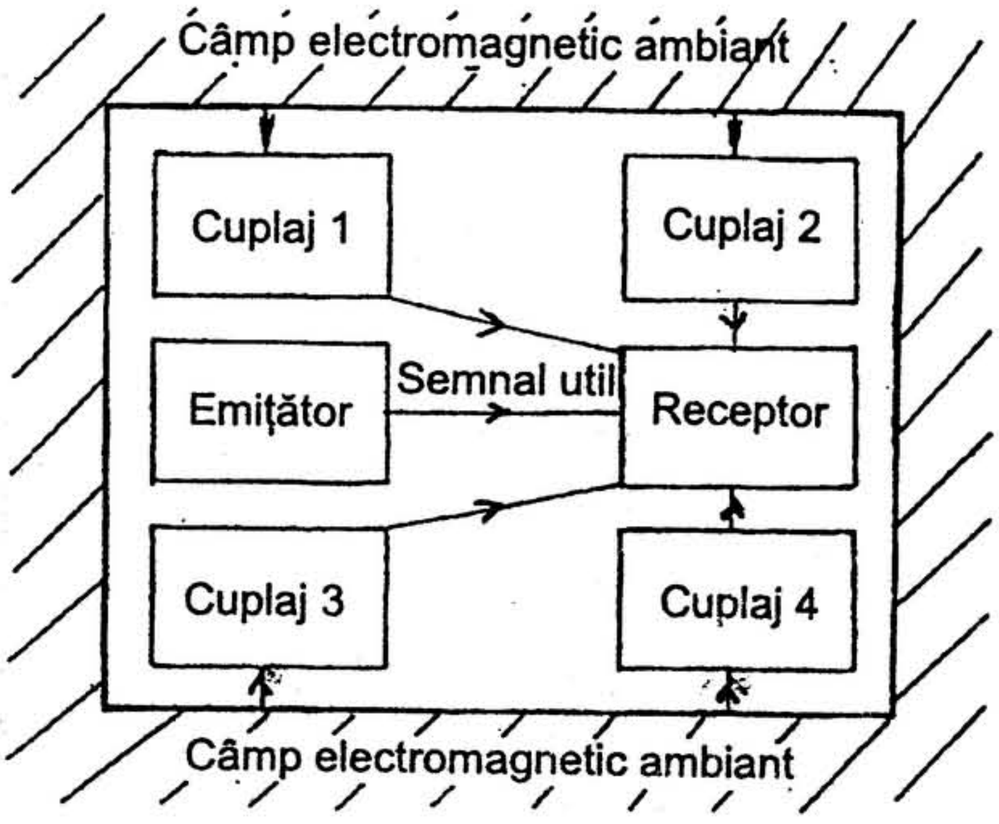


Fig.1.2. Relativ la definiţia CEM şi cuplajele de interferenţă

1 – antena unui post de radioemisie (radiaţie electromagnetică);

2 – conectarea unei linii electrice, deconectarea acestei linii;

3 – trăsnetul indirect, adică la descărcarea electrică între doi nori, intervalul de descărcare constituie o antenă;

4 – trăsnet direct asupra unui paratrăsnet. Intervalul de descărcare constituie o antenă de radiaţie electromagnetică;

5 – întreruptorul unei lămpi cu filament;

6 – întreruptorul unei lămpi cu descărcări în gaze;

7 – starterul unei lămpi cu descărcări în gaze;

8 – motorul cu colector (scântei la colector); interferenţa apare prin radiaţie directă şi prin conducţie în linia de alimentare de joasă tensiune.

9 – sistemul de excitaţie a bujiilor, care poate interfera cu propriul radioreceptor pe un autovehicul.

În fig.1.2 s-a schematizat plasarea unei surse şi a receptorului corespunzător într-un câmp electromagnetic cu multe surse şi interferenţa produsă prin cuplajele *1*, *2*, *3*, *4*.

1.2. CUANTIFICAREA NIVELURILOR DE INTERFERENŢĂ

Semnalul de interferenţă se mai poate numi şi *zgomot electromagnetic*, sau pe scurt „zgomot", pentru că prezenţa lui deformează informaţia transmisă de la sursă la receptor şi o face mai puţin clară. Pe de altă parte nivelul (amplitudinea) zgomotului, de ordinul μV, μA, pW în domeniul transmisiei informaţiei, în absenţa unor măsuri tehnice adecvate, poate atinge acelaşi ordin de mărime cu nivelul semnalului util şi, ca urmare, semnalul util nu se mai poate distinge faţă de zgomot.

Este esenţial să se precizeze că în orice punct al spaţiului există un „zgomot electromagnetic natural" sau „galactic" (radiaţii cosmice, descărcări electrice îndepărtate ş.a.), datorat prezenţei Pământului în Galaxia noastră. Funcţionarea echipamentelor electromagnetice construite produc efectul propriu-zis de interferenţă sau zgomot electromagnetic funcţional, care se situează, ca nivel, deasupra zgomotului galactic.

Nivelurile semnalului util şi al zgomotului pot fi descrise, *calitativ*, ca niveluri de valoare absolută, după cum urmează:

• *Nivelul de referinţă al zgomotului electromagnetic*. Acesta poate fi considerat ca fiind nivelul zgomotului galactic, considerându-se că acest nivel ar exista sub nivelul solului la o adâncime de 3 m sau 30 m.

• *Nivelul zgomotului electromagnetic funcţional* (sau al interferenţei funcţionale) se măsoară în raport cu nivelul de referinţă.

• *Nivelul semnalului util* se măsoară tot în raport cu nivelul de referinţă şi, în mod normal, se situează deasupra nivelului interferenţei funcţionale.

Dacă nivelul semnalului util, transmis de la o sursă la un receptor, diminuează ca nivel sau dacă nivelul interferenţei funcţionale creşte se poate ajunge la un *nivel de prag al zgomotului,* caracterizat prin aceea că nivelul interferenţei funcţionale este identic cu nivelul semnalului util. Orice diminuare, în continuare, a semnalului util este percepută, la receptor, ca zgomot.

Nivelurile de semnal util şi de zgomot menționate sunt valabile numai pentru o bandă îngustă de frecvență Δf, în jurul unei frecvențe centrale f_c (fig.1.3) şi numai la un moment dat.

Măsurarea nivelurilor de semnal util şi zgomot se poate face în mod *absolut* cu o unitate de măsură cunoscută în electromagnetism. Spre exemplu la măsurarea câmpului electric unitatea poate fi μV/m.

Măsurarea *distanței între niveluri* este importantă pentru scopurile ştiințifice şi tehnice pentru că, de fapt, indică în ce măsură nivelul semnalului util este depărtat de nivelul zgomotului. Convine ca această distanță să fie exprimată în dB, pentru ca astfel să se poată acoperi o plaje mare între nivelurile măsurate.

În fig.1.3, *a*, s-au prezentat niveluri de semnal util şi de zgomot în care nivelul semnalului util depăşeşte cu 40 dB nivelul zgomotului funcțional, iar în fig.1.3, *b*, în cazul în care s-a ajuns la *nivelul de prag*, adică nivelul semnalului util este egal cu nivelul zgomotului funcțional.

În tehnica compatibilității electromagnetice, la aprecierea nivelului unui semnal util sau de interferență se folosesc subunități de măsură din cele mai mici posibile, în scopul cuantificării semnalelor de slabă intensitate.

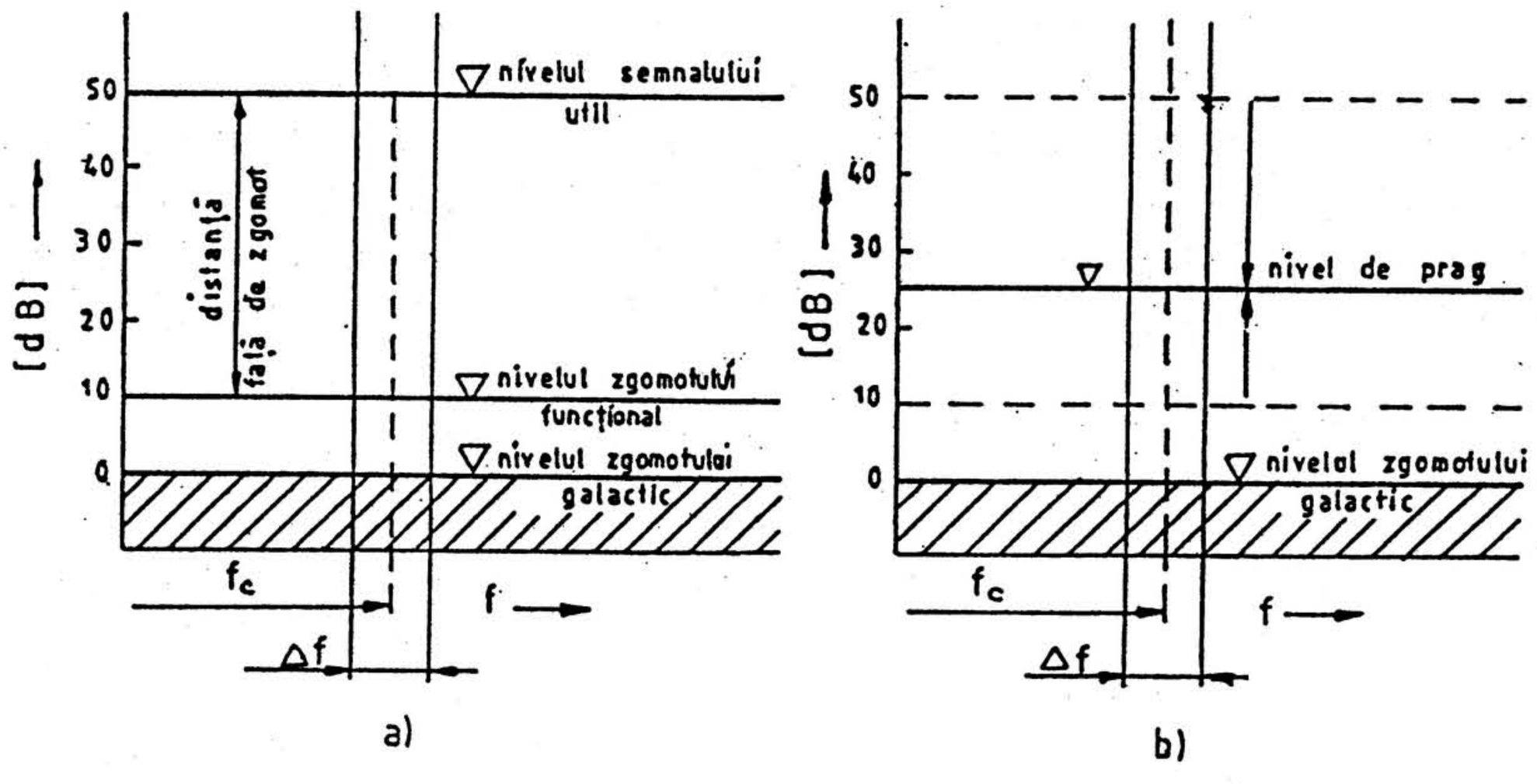


Fig.1.3. Niveluri de semnal

În tabelul 1.2 sunt date definițiile pentru nivelurile mărimilor care intervin în tehnica CEM. După cum se observă în acest tabel, nivelurile sunt evaluate în dB şi deci se foloseşte logaritmul în baza zece al raportului între mărimea fizică (al cărui nivel se caută) şi o mărime de referință (sau de bază). Un asemenea mod de cuantificare a nivelului oferă o vedere de ansamblu pentru un interval de mai multe decade ale mărimii cercetate, de exemplu 1, 10, 100, 1000.

Tabelul 1.2

Niveluri de mărimi în tehnica CEM

Mărimea	Mărimea de referință	Nivelul în dB
Tensiune electrică u_x[μV]	u_0 = 1 [μV]	u [dB] = 20 log u_x/u_0 (1.1)
Curent electric i_x[μV]	i_0 = 1 [μA]	i [dB] = 20 log i_x/i_0 (1.2)
Câmp electric E_x [μV/m]	E_0 = 1 [μV/m]	E [dB] = 20 log E_x/E_0 (1.3)
Câmp magnetic H_x [μA/m]	H_0 = 1 [μA/m]	H [dB] = 20 log H_x/H_0 (1.4)
Putere P_x [pW]	P_0 = 1 [pW]	P [dB] = 10 log P_x/P_0 (1.5)

Notă :

Pentru stabilirea nivelului de putere în faţa logaritmului se află factorul 10 şi nu 20.

Pentru a aprecia nivelul de putere dezvoltat în rezistenţa $R_x = R_0 = R$, observăm că $10\log\frac{RI_x^2}{RI_0^2} = 10\log\left(\frac{I_x}{I_0}\right)^2 = 20\log\frac{I_x}{I_0}$ şi deci există o corespondenţă între aprecierea nivelului de putere şi a nivelului de curent.

Atenuare. În cazul liniilor electrice şi al ecranelor (magnetostatice, electromagnetice, pentru radiaţie electromagnetică) este convenabil a se cuantifica amplitudinea semnalului de ieşire a_e faţă de amplitudinea semnalului de intrare a_i cu ajutorul logaritmului raportului celor două mărimi.

Se ajunge astfel la *definirea atenuării* sub forma:

$$a\left[\mathrm{dB}\right] = 20\log\frac{a_i}{a_e}; \tag{1.6}$$

$$a\left[\mathrm{Np}\right] = \ln\frac{a_i}{a_e}; \tag{1.7}$$

Trecerea de la nivelul exprimat în Np la cel exprimat în dB, se face pe baza relaţiei:

$$\ln x\ [\mathrm{Np}] = 20\log x\ [\mathrm{dB}] \tag{1.8}$$

$$1\ \mathrm{Np} = 8{,}686\ \mathrm{dB};\ 1\ \mathrm{dB} = 0{,}115\ \mathrm{Np} \tag{1.9}$$

Exemple de niveluri

În tabelul 1.3. sunt date, spre exemplificare, câteva raporturi de mărimi din categoria *u, i, E, H* şi din categoria *P*, ca şi nivelurile corespunzătoare.

Tabelul 1.3

Raporturi de mărimi şi nivelurile corespunzătoare

Raportul	Nivelul	Raportul	Nivelul
$\frac{U_x}{U_0}$....	$20\log\frac{U_x}{U_o}$[dB]	$\frac{P_x}{P_0}$	$10\log\frac{P_x}{P_0}$[dB]
$\sqrt{2}$	3	$\sqrt{2}$	1,5
2	6	2	3
10	20	10	10
10^2	40	10^2	20
10^3	60	10^3	30
10^6	120	10^6	60
10^9	180	10^9	90

1.3. PĂMÂNT ŞI MASĂ

O distincţie între *pământ* (legarea la priza de pământ) şi *masă*, la echipamentele de curenţi intenşi şi la cele electronice, este necesară în vederea evitării pericolelor de electrocutare şi a eliminării interferenţelor.

1.3.1. PĂMÂNT, PRIZA DE PĂMÂNT DE EXPLOATARE, PRIZA DE PĂMÂNT DE PROTECŢIE

Noţiunile de *pământ* şi *legare la pământ* au apărut ca urmare a faptului că piese metalice (carcase, structuri metalice de rezistenţă), care pot fi în atingere cu omul, sunt supuse unei tensiuni electrice faţă de pământ din cauza defectării izolaţiei electrice. Pentru a evita acest fapt, toate piesele metalice ale unei instalaţii electrice, care în regim normal de funcţionare nu se află sub tensiune, se leagă la „pământ". Din punct de vedere al CEM „pământul" este realizat din mai multe ţevi metalice de Ol sau Cu, înfipte în sol la o oarecare distanţă una de alta, şi legate electric între ele cu o reţea de benzi metalice. Această structură se numeşte *priză de pământ*. Prin legarea la pământ a carcaselor metalice, care în mod normal nu se sflă sub tensiune, se urmăreşte realizarea unei protecţii împotriva electrocutării fiinţelor vii (oameni, animale). Dacă aceste carcase sunt legate la priza de pământ, străpungerea izolaţiei conduce la formarea unui curent de scurtcircuit care determină în general declanşarea aparatelor de protecţie şi deci scoaterea instalaţiei de sub tensiune.

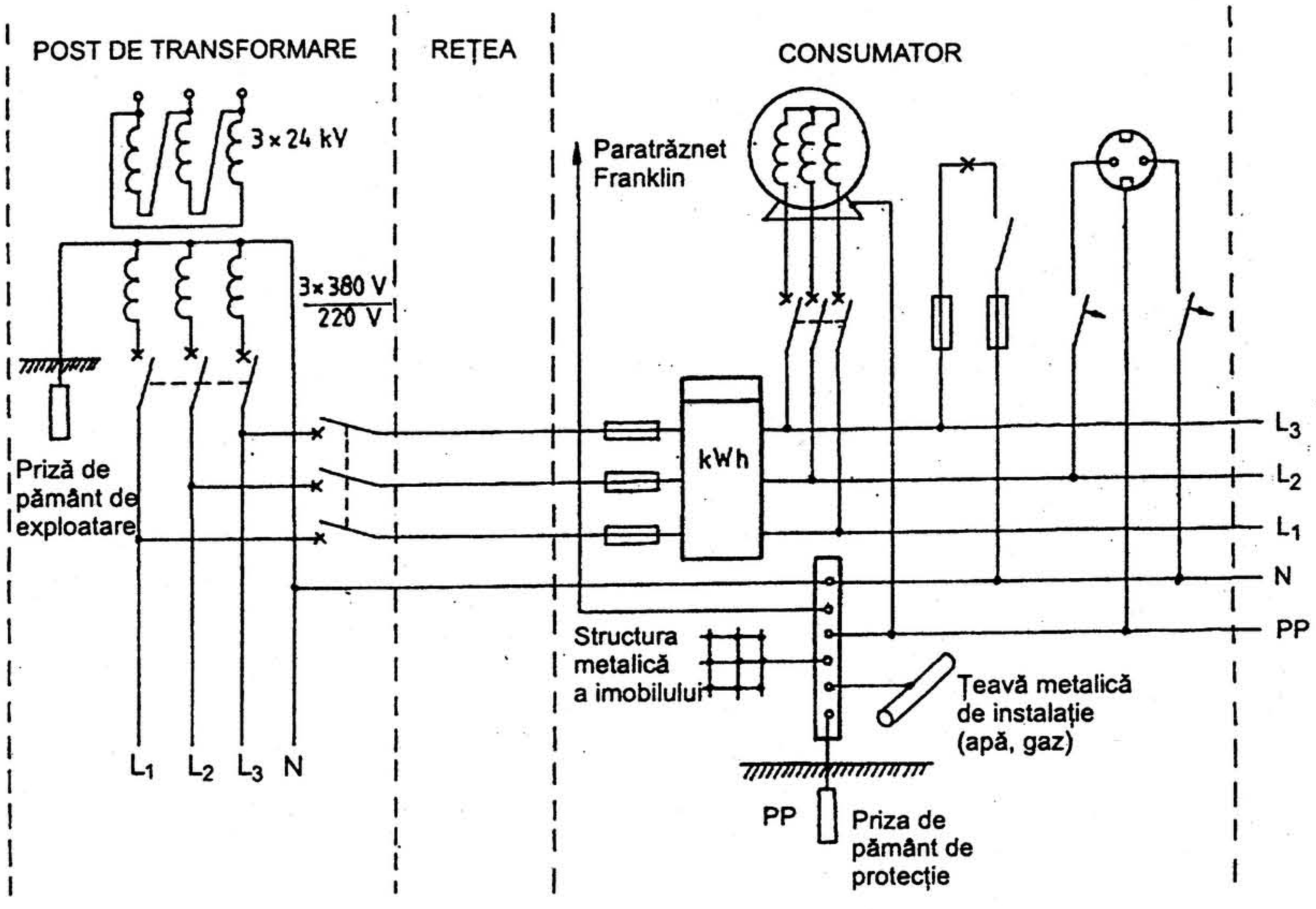


Fig.1.4. Relativ la prizele de pământ, conductorul neutru (nulul) şi pământul de protecţie

În postul de transformare coborâtor destinat distribuţiei energiei electrice în joasă tensiune, neutrul transformatorului este conectat la o priză de pământ, urmărindu-se două scopuri şi anume:

– Reducerea tensiunii fazelor active cu $\sqrt{3}$ şi deci diminuarea tensiunii de atingere în mod considerabil. Astfel dacă tensiunea secundarului transformatorului, între faze, este de 400 V, tensiunea faţă de pământ a fazelor active este de 231 V .

– Producerea scurtcircuitului la defectarea izolaţiei la receptor, dacă se respectă regula ca structurile metalice, care la funcţionare normală nu primesc tensiune, să fie legate la o priză de pământ.

În fig.1.4 s-a schiţat sistemul de distribuţie a energiei electrice în tensiune joasă, cu poziţionarea prizelor de pământ în postul de transformare (priza de pământ de exploatare) şi la imobil (priza de pământ de protecţie). Până la şina metalică comună, neutrul (nulul) diferă de conductorul de protecţie.

Rezistenţa electrică a unei prize de pământ formată din n ţevi de rază r_0 şi lungime l se poate determina aproximativ plecând de la expresia rezistenţei elementare a unei ţevi.

În acord cu fig. 1.5, rezistenţa electrică a unei ţevi este:

$$dR = \frac{\rho\, dr}{2\pi\, rl} \tag{1.10}$$

iar rezistența prizei de pământ rezultă:

$$R_n = \frac{k\rho}{n2\pi l}\int_{r_0}^{d}\frac{\mathrm{d}r}{r} = \frac{k\rho}{2\pi nl}\ln\frac{\mathrm{d}}{r_o} \tag{1.11}$$

unde s-a notat:

d – distanța de calcul $d \approx 2\,l$
k – factor de ecranare; $k \approx 1{,}3$
ρ – rezistivitatea solului.

Prin rezistența prizei de pământ formată de o singură țeavă înfiptă vertical în sol se înțelege rezistența electrică între țeavă şi o zonă, situată la $d \approx 2\,l$, în care densitatea de curent devine nesemnificativă. Altfel, dacă $d \to \infty$, şi rezistența prizei devine infinită [11]. Rezistivitatea solului variază între 20 Ωm (turbă) şi 660 Ωm (pietriş) [22]. O rezistență a prizei de pământ de aproximativ 0,4 Ω este considerată ca fiind acceptabilă.

Tensiunea de pas. Intensitatea câmpului electric în jurul unei prize de pământ formată de o singură țeavă prin care se scurge în pământ curentul i este:

$$E = \frac{J}{\sigma} = \frac{\rho\, i}{2\pi\, rl} \tag{1.12}$$

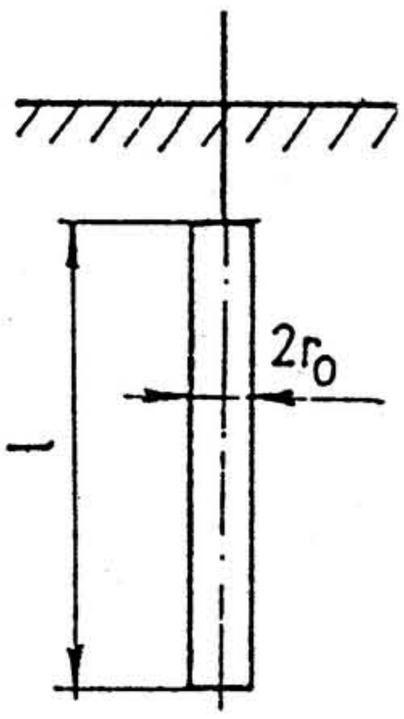


Fig.1.5. Relativ la rezistența electrică a prizei de pământ

iar „tensiunea de pas", care este tensiunea între două puncte, unul situat la distanța r_1, altul la distanța r_2, astfel încât $r_2 - r_1 \approx 0{,}8$ m rezultă:

$$U_p = \int_{r_1}^{r_2} E\,\mathrm{d}r = \frac{\rho\, i}{2\pi\, l}\ln\frac{r_2}{r_1} \tag{1.13}$$

Dacă $r_1 = r_0$ şi $r_2 - r_0 = 0{,}8$m, tensiunea de pas se transformă în *tensiune de atingere*, adică o tensiune care solicită un operator care atinge carcasa metalică a unui obiect pus la pământ.

Regulile de protecție împotriva electrocutării stabilesc limite pentru tensiunea de pas şi cea de atingere.

Notă tehnologică

Sunt cunoscute următoarele soluții pentru realizarea unei prize de pământ:

a) Țevi de Cu sau țevi de apă galvanizate înfipte (bătute în pământ).
b) Puțuri cu substanțe chimice conductoare (sulfat de cupru, sulfat de magneziu) în care se imersează țevi de cupru.

c) Rețea de bare de cupru implantate în fundația clădirii o dată cu construcția acesteia.

d) Bară electrolitică încărcată cu o sare, spre exemplu NaCl.

Soluțiile constructive a), b), c) prezintă incoveniente, printre care importante sunt:

* la a) – coroziune rapidă şi deci fiabilitate redusă, ineficiență la îngheț;

* la b) – soluția nu respectă normele de protecția mediului, substanțele chimice difuzează în terenul învecinat prizei;

* la c) – țevile de cupru reacționează cu masa de beton, se corodează în prezența umezelii din fundație.

Soluția optimă este d), *bara electrolitică*, care, ca modul, constă dintr-o țeavă de Cu cu diametrul de aproximativ 60 mm şi lungimea de aproximativ 3 m cu perforații transversale la ambele capete. Țeava este aşezată vertical într-o gaură forată în sol la un diametru mai mare decât diametrul exterior al țevii de Cu.

Între țeava de Cu şi solul forat se introduce *bentonită*. Aceasta este o argilă de natură vulcanică cu proprietatea de a fi higroscopică; în acelaşi timp este neutră din punct de vedere chimic (*p*H). Țeava de Cu este umplută, la partea inferioară, cu o sare (NaCl). Partea superioară a țevii de cupru este lăsată liber în atmosferă.

În contact cu umiditatea din atmosferă, sarea (NaCl) din stare solidă trece în stare apoasă după reacția:

$$Na\,Cl\ (sare) = Na^{+} + Cl^{-}\ (apos)$$

şi deci într-o soluție cu conținut de ioni (conductoare). Apa astfel rezultată este absorbită de bentonită care, umezită, devine mai conductoare. Ciclul descris se reia în mod continuu astfel încât nu este necesar ca priza să fie umezită prin turnare de apă; se regenerează singură. Mai trebuie menționat că, datorită soluției de sare apoasă, priza este activă şi în cazul în care solul are tendința de a îngheța. O priză de pământ se realizează din mai multe asemenea bare electrolitice legate electric între ele prin benzi de Cu.

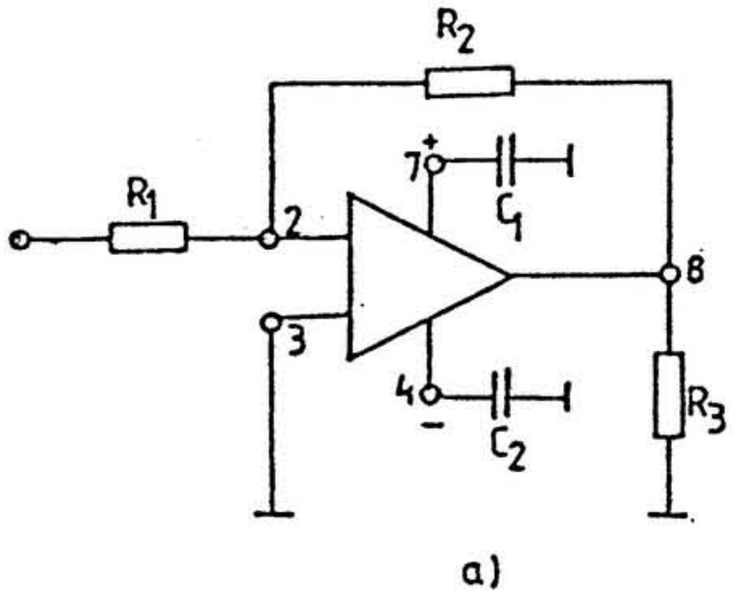
1.3.2. MASA

Noțiunea de *masă* a fost introdusă o dată cu apariția circuitelor electronice, care, din punct de vedere funcțional, folosesc un conductor (sau o placă) de referință a potențialelor tuturor nodurilor din schemă.

În fig.1.6 s-a reprezentat schema electrică a unui circuit integrat (*a*) şi conexiunile pe circuitul imprimat (*b*). Se observă că conexiunile condensatoarelor C_1, C_2 şi conexiunea rezistenței R_3 se realizează la un singur punct de „masă", în vederea eliminării circulației de curent prin conductorul de masă, ceea ce ar produce un *cuplaj galvanic* de interferență (a se vedea § 2.1).

Dacă într-un dulap („rack") există mai multe sertare, fiecare sertar este prevăzut cu „masă" şi cu „pământ". Schema electrică poate funcționa fără legătură între „masă" şi „pământ", dar dacă este necesar a se efectua o ecranare electrică, în

fiecare sertar va exista, ca în fig.1.7 o legătură într-un singur punct a „masei“ cu „pământul“.



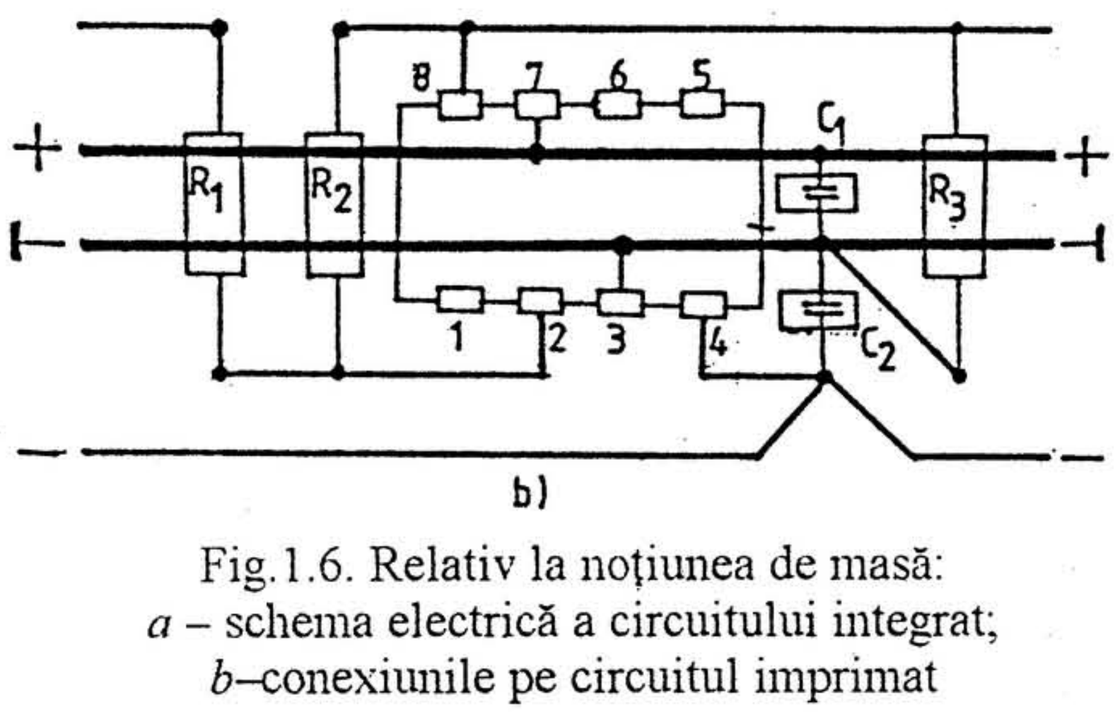


Fig.1.6. Relativ la noţiunea de masă:
a – schema electrică a circuitului integrat;
b–conexiunile pe circuitul imprimat

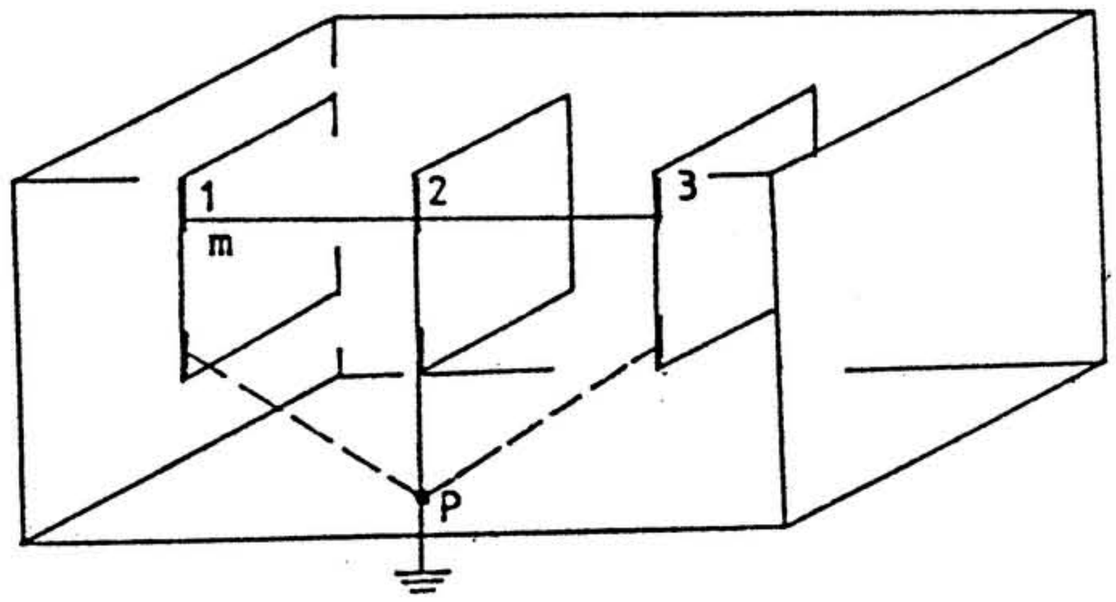


Fig.1.7. Rack cu mai multe sertare

La concepţia dulapului cu circuite electronice şi de putere, se vor grupa elementele componente de circuite electronice pe o placă diferită de placa pe care se grupează componentele de putere.

1.4. INTERFERENŢE DE MOD DIFERENŢIAL (ÎN TACT OPUS) ŞI DE MOD COMUN (ÎN ACELAŞI TACT)

Sunt numeroase cazurile de sisteme electrice sau electronice la care semnalul util este transferat de la sursă (emiţător) la receptor prin intermediul conductoarelor (firelor) electrice. În aceste cazuri interferenţele apar sub forma unor curenţi de conducţie, care, privind modul de intrare prin bornele receptorului, conduc la clasificarea:

* *Interferenţe de mod diferenţial (în tact opus)*, caz în care curentul de interferenţă (ca valoare instantanee) intră printr-o bornă a receptorului şi iese prin borna cealaltă;

* *Interferenţe de mod comun (în acelaşi tact)*, caz în care curenul de interferenţă (ca valoare instantanee) intră prin ambele borne ale receptorului şi se închide prin capacităţi parazite.

1.4.1. INTERFERENȚE DE MOD DIFERENȚIAL

Pentru a înțelege modul de apariție a acestei interferențe se consideră schema electrică din fig.1.8, *a* de măsurare a unui curent intens $i_1(t)$ cu ajutorul unui şunt S a cărui rezistență electrică este mică, de exemplu $R_s = 2$ mΩ. Şuntul joacă rolul de sursă (emițător), iar receptorul îl constituie impedanța de intrare de natură rezistivă (R_r = 1 MΩ) într-un aparat de măsurat electronic (osciloscop sau milivoltmetru). Curentul intens $i_1(t)$ are un conținut propriu de armonice. Pentru armonice de ordin m căderea de tensiune pe şunt este practic egală cu tensiunea la bornele receptorului

$$R_s \underline{I}_m = \underline{U}_{mr} \tag{1.14}$$

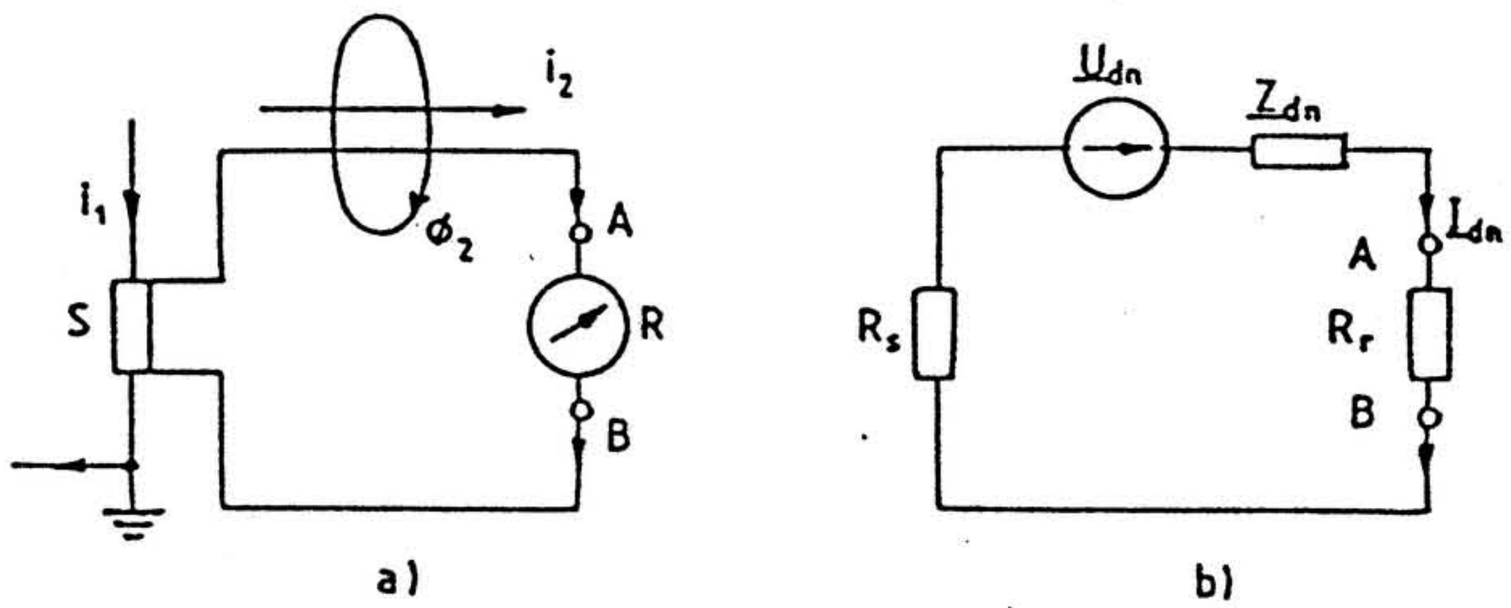


Fig.1.8. Exemplu de producere a interferenţei de mod diferenţial:
a – schema electrică; *b* – circuit echivalent pentru armonica *n*

Prezența unui conductor, parcurs de curentul i_2, variabil în timp, produce prin inducție electromagnetică, o tensiune de interferență ce determină un curent care intră printr-o bornă (spre exemplu *A*) a receptorului şi iese prin borna cealaltă (spre exemplu *B*). O astfel de interferență este de „mod diferențial". Curentul i_2 are conținut propriu de armonice şi ca urmare şi curentul de interferență, care circulă în bucla de măsurare, are acelaşi conținut de armonice. Una din aceste armonice de ordinul n este $\underline{I}_{dn}$. În fig.1.8, *b* se prezintă schema electrică de principiu a circuitului de măsurare referitoare la armonica n a curentului de interferență, curent care are expresia:

$$\underline{I}_{dn} = \frac{\underline{U}_{dn}}{R_S + R_r + \underline{Z}_{dn}} \tag{1.15}$$

cu notațiile:

$\underline{U}_{dn}$ – armonica n a tensiunii de interferență induse;

R_S, R_r – rezistența electrică a şuntului, respectiv a receptorului, ambele mărimi presupuse constante;

$\underline{Z}_{dn}$ – impedanța transformatorică raportată la secundar (bucla de măsurare) datorită cuplajului inductiv (transformatoric) realizat între conductorul parcurs de curentul $i_2(t)$ şi bucla de măsurare.

Tensiunea de interferență la bornele *A*, *B* ale receptorului, la nivelul armonicii n, este:

$$\underline{U}_{dnr} = \frac{\underline{U}_{dn} R_r}{R_s + R_r + Z_{dn}} \tag{1.16}$$

La bornele receptorului, între bornele *A* şi *B* există simultan atât tensiuni de semnal util de tip $\underline{U}_{mr}$, cât şi semnal de interferenţă de tip $\underline{U}_{dmr}$.

1.4.2. INTERFERENŢE DE MOD COMUN

Acest tip de interferenţă este caracterizat de faptul că, în ambele borne ale receptorului, curentul de interferenţă, ca valoare instantanee, este orientat în acelaşi sens. Astfel în fig.1.9, *b*, s-a schiţat alimentarea cu energie electrică a unui receptor electric sau electronic. Sursa este un transformator cu neutrul conectat la pământ, iar receptorul are carcasa conectată la pământ. În cordonul de alimentare al receptorului cele două conductoare electrice se află, practic, în aceeaşi poziţie şi distanţă faţă de pământ. Curentul variabil *i* determină, datorită fenomenului de inducţie electromagnetică, curenţi de interferenţă orientaţi în acelaşi sens în cele două conductoare ale cordonului de alimentare a receptorului. Închiderea curenţilor de interferenţă are loc prin capacităţile parazite C_{p1}, C_{p2}, C_{p3} prin pământ şi neutrul transformatorului. Pentru ca interferenţa să fie importantă este necesar ca intensitatea curentului *i* să fie mare, iar frecvenţa armonicelor să fie de ordin superior, spre exemplu MHz.

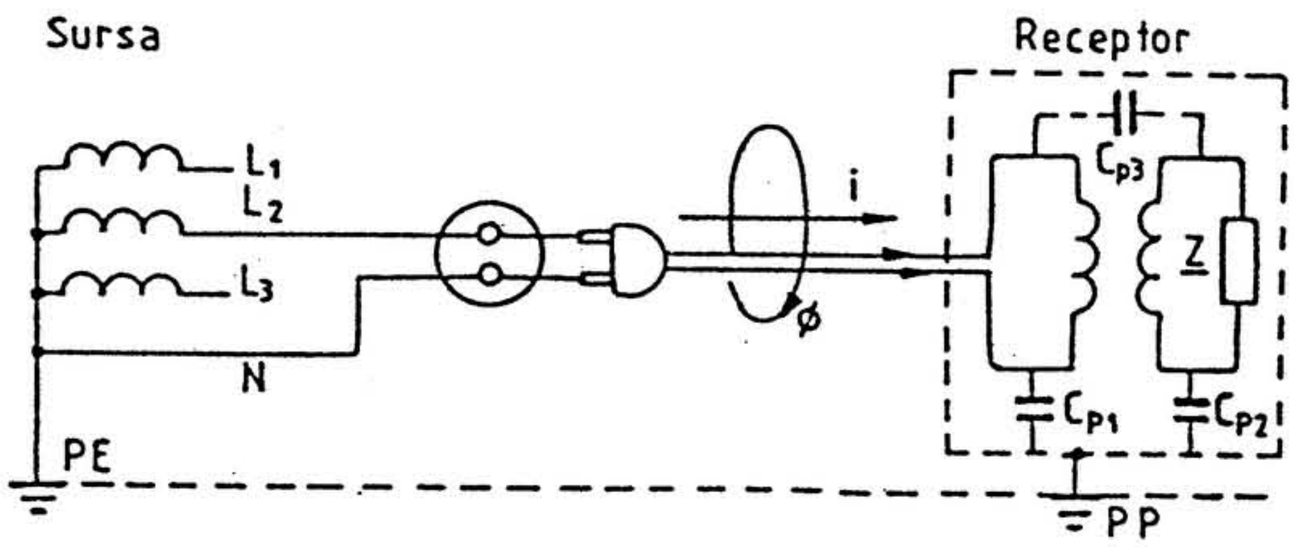


Fig.1.9. Interferenţe de mod comun:
a – datorate inducţiei electromagnetice; b – datorate radiaţiei electromagnetice

Foarte frecvente sunt interferenţele datorate cuplajului prin radiaţie electromagnetică (vezi § 2.2). Astfel în fig.1.9, *b* se schiţează modul de producere a interferenţei de mod comun dacă două conductoare *1* şi *2*, la mică distanţă unul faţă de altul, sunt situate la înălţimea *h* faţă de pământ. Bucla de dimensiunile $l \times h$ este situată în câmpul de radiaţie electromagnetică cu vectorul **B** perpendicular pe planul buclei

$l \times h$ şi vectorul **E** în planul buclei $l \times h$. Conform demonstrației din § 2.4, în conductoarele *1* şi *2*, curenții, ca valoare instantanee, au aceeaşi orientare, iar tensiunile față de pământ sunt practic aceleaşi pentru ambele conductoare.

În fig.1.8 şi 1.9 s-au prezentat numai câteva cazuri reprezentative de interferențe de mod diferențial şi de mod comun. În practică pot exista situații în care sunt prezente ambele tipuri de interferențe, fie pe liniile electrice de alimentare, fie pe liniile electrice destinate transferului semnalului util.

1.5. ANALIZA ÎN FRECVENȚĂ A SEMNALELOR DE DISTORSIUNE

Semnalele de distorsiune se cuantifică ca nivel după criteriile expuse la § 1.2.

Analiza în frecvență a semnalelor are importanță practică din următoarele puncte de vedere:

a) Dacă semnalul este de *interferență*, se pot construi filtre sau ecrane pentru frecvențele corespunzătoare în vederea neutralizării interferenței.

b) Dacă semnalul este *util* trebuie să se apeleze la *senzori* care să permită trecerea benzii de frecvență a semnalului. În acest ultim caz se realizează o *compatibilitate*, din punct de vedere al tehnicii măsurării, între mărimea măsurată şi senzorul folosit la măsurarea acestei mărimi.

1.5.1. SEMNALE PERIODICE: SERIA FOURIER

Dacă semnalul este periodic cu parametrii:

T – perioada semnalului;

f – frecvența semnalului;

$\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ – pulsația semnalului,

armonicele semnalului se determină cu ajutorul seriei Fourier [1, 35]. Semnalul periodic $U(t)$ este reprezentat prin seria:

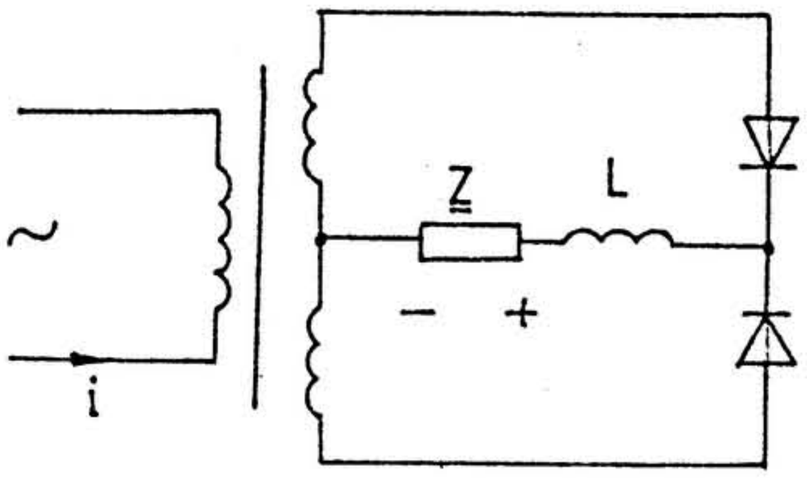


Fig.1.10. Schema electrică a redresorului monofazat cu două pulsuri

$$U(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \cos(n\,\omega t) + B_n \sin(n\,\omega t) \right] \qquad (1.17)$$

cu notaţiile:

$$A_n = 2 / T \int_0^T u(t) \cos(n\,\omega t)\mathrm{d}t \tag{1.18}$$

$$B_n = 2 / T \int_0^T u(t) \sin(n\,\omega t)\mathrm{d}t \tag{1.19}$$

$$A_0 = 1 / T \int_0^T u(t)\mathrm{d}t \tag{1.20}$$

Exemplul de calcul 1

Se referă la curentul din înfăşurarea primară a transformatorului care alimentează un redresor monofazat cu redresarea ambelor alternanţe. În fig. 1.10 este dată schema electrică corespunzătoare.

Dacă inductivitatea L este relativ mare se poate admite că diagrama curentului din înfăşurarea primară are forma din fig.1.11. Se poate constata că $A_0 = 0$ şi $A_n = 0$. Se calculează:

$$B_1 = \frac{2\omega I}{2\pi}\left[\int_0^{T/2} \sin\omega t\,\mathrm{d}\,t - \int_{T/2}^{T} \sin\omega t\,\mathrm{d}\,t - \right] = \frac{4I}{\pi} \tag{1.21}$$

$$B_2 = 0$$

$$B_3 = \frac{4}{\pi}\frac{I}{3}$$

$$B_4 = 0$$

$$B_5 = \frac{4}{\pi}\frac{I}{5}$$

Astfel funcţia $i(t)$ se descompune în armonice conform relaţiei:

$$i(t) = \frac{4I}{\pi}\left(\frac{\sin\omega t}{1} + \frac{\sin 3\omega t}{3} + \frac{\sin 5\omega t}{5} + \ldots\ldots\right) \tag{1.22}$$

Reprezentări grafice. Reprezentarea grafică a soluţiei (1.13) se poate face în două variante:

a) Reprezentarea în funcţie de timp a fiecărei armonice, ca în fig. 1.12.

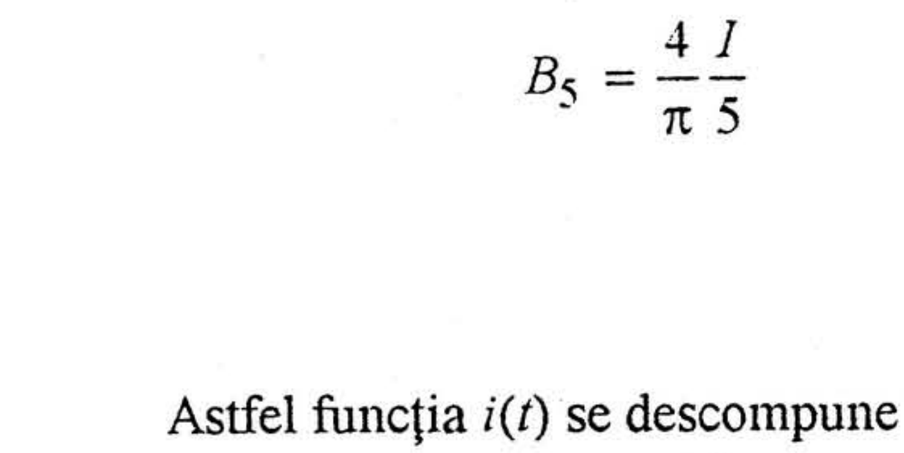


Fig.1.11. Diagrama curentului din înfăşurarea primară

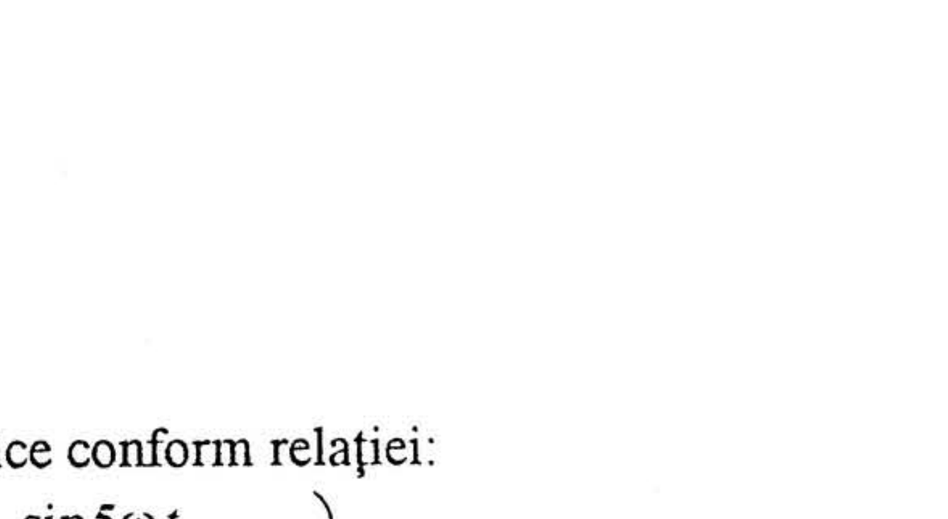


Fig.1.12. Reprezentarea în funcţie de timp a armonicelor de curent

b) Reprezentarea discretă a amplitudinii armonicelor în funcţie de frecvenţă, ca în fig. 1.13.

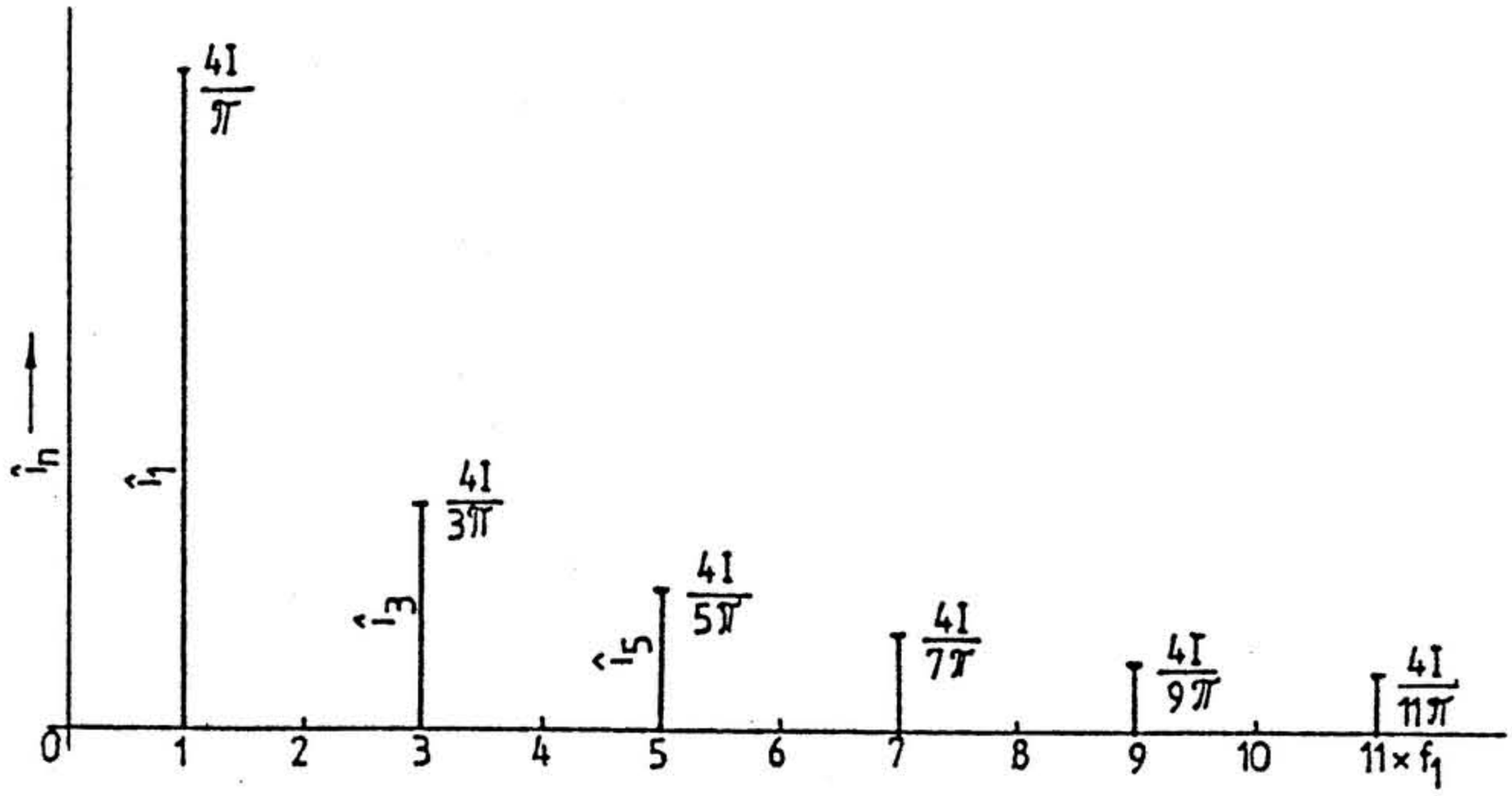


Fig.1.13. Reprezentarea discretă a amplitudinilor armonicelor de curent în funcţie de frecvenţă

1.5.2. SEMNALE NEPERIODICE: TRANSFORMATA FOURIER

Dacă semnalul nu este periodic, transformata Fourier oferă posibilitatea determinării spectrului de frecvenţă al semnalului analizat. Dacă $f(t)$ este expresia analitică a semnalului neperiodic, transformata Fouriei are forma [1, 35]:

$$\underline{F}(\mathrm{j}\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}\,t \tag{1.23}$$

Modulul transformatei Fouriei,

$$A(\omega) = \sqrt{\mathrm{Re}^2\left[\underline{F}(\mathrm{j}\omega)\right] + \mathrm{Im}^2\left[\underline{F}(\mathrm{j}\omega)\right]} \tag{1.24}$$

oferă posibilitatea reprezentării unei densităţi de amplitudine pentru o bandă continuă de frecvenţă.

Exemplul de calcul 2

Se cere să se determine banda de frecvenţă a componentei de curent continuu a curentului de scurtcircuit. Expresia curentului de scurtcircuit de asimetrie maximă [13] este:

$$i(t) = \hat{I}(\mathrm{e}^{-\lambda t} - \cos\omega\, t) \tag{1.25}$$

cu notaţiile:

$\hat{I}$ – valoarea de vârf a componentei alternative
$\lambda = 22{,}31\ \mathrm{s}^{-1}$
$\omega = 2\pi f$, cu $f = 50$ Hz

şi reprezentarea grafică din fig.1.14.

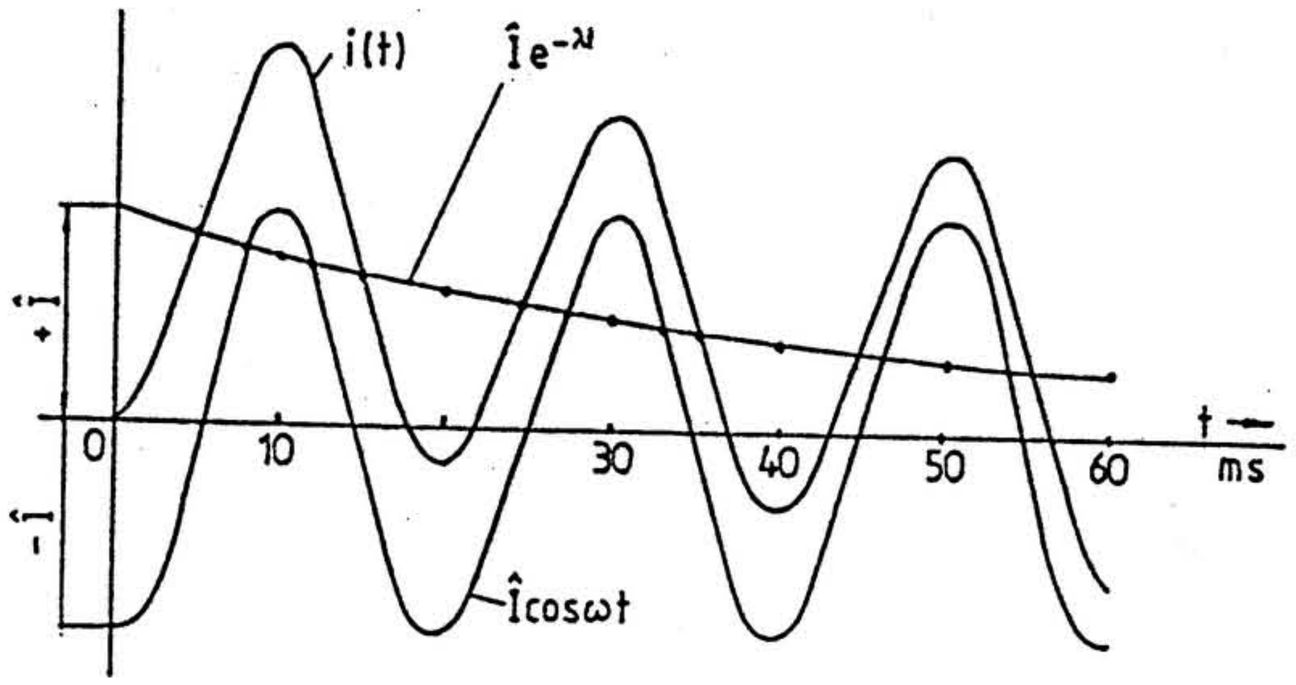


Fig.1.14. Curentul de scurtcircuit asimetric

Interesul practic pentru determinarea spectrului de frecvenţă al componentei $\hat{I}e^{-\lambda t}$ este de a observa dacă este indicată folosirea unui transformator de curent normal în scopul măsurării componentei menţionate. În acord cu relaţia (1.23) se calculează transformata Fourier:

$$\underline{F}(j\omega) = \hat{I}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\lambda t} e^{-j\omega t}\,dt = \frac{\hat{I}}{\lambda + j\omega} = \frac{\hat{I}(\lambda - j\omega)}{\lambda^2 + \omega^2} \tag{1.26}$$

Modulul transformatei Fourier, în acord cu relaţia (1.24), este:

$$A(\omega) = \frac{\hat{I}}{\lambda^2 + \omega^2}\sqrt{\lambda^2 + \omega^2} = \frac{\hat{I}}{\sqrt{\lambda^2 + \omega^2}} \tag{1.27}$$

cu reprezentarea grafică din fig.1.15, din care rezultă o densitate mare de amplitudine către frecvenţa zero. Ca urmare transformatorul de curent nu poate folosi la măsurarea componentei de curent continuu pentru că, în acest caz, legea inducţiei electromagnetice nu operează.

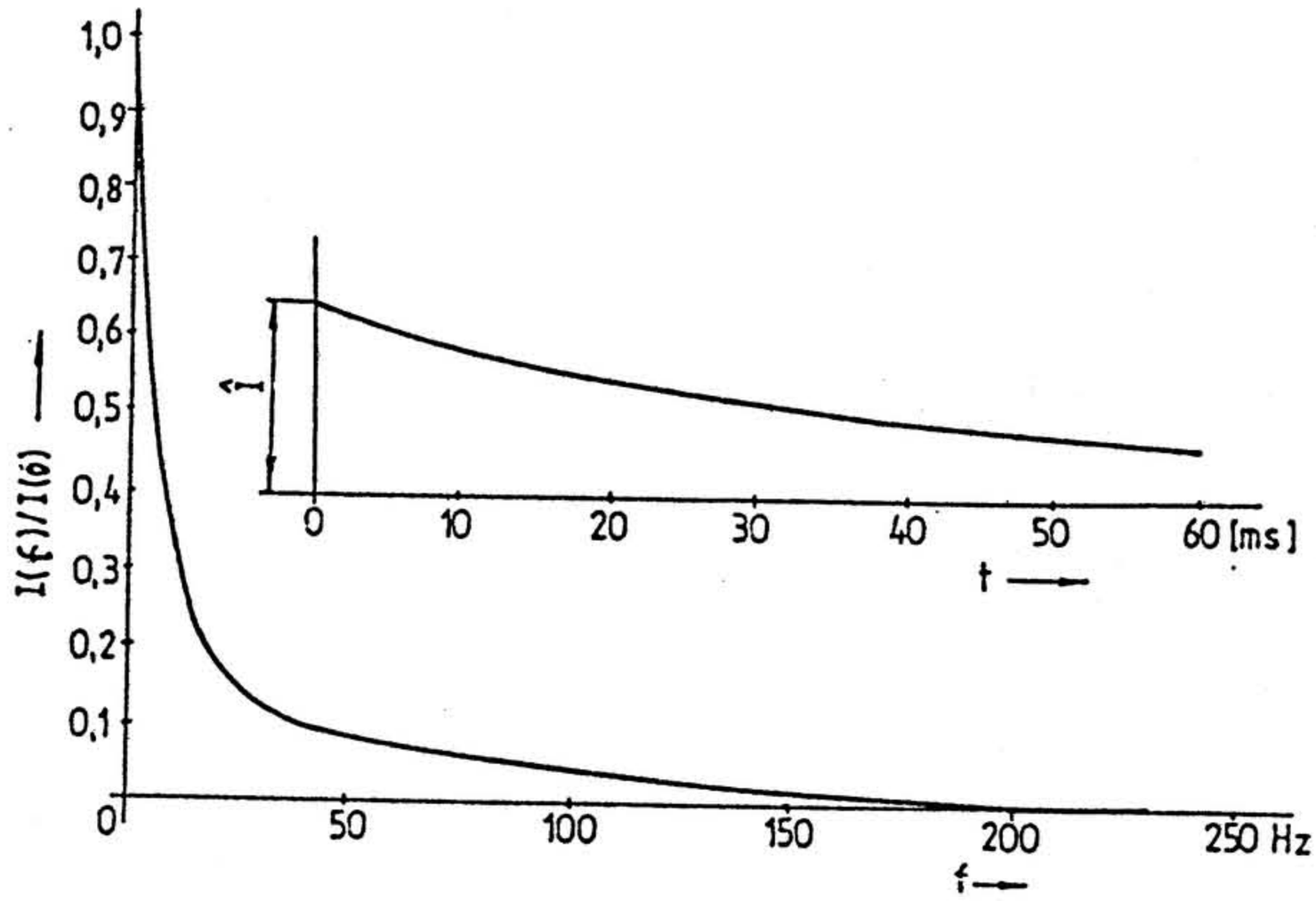


Fig.1.15. Spectrul continuu de frecvenţă $A(f)$ al funcţiei $i(t) = I\,e^{-\lambda t}$

Exemplul de calcul 3

Se consideră impulsul drept de durată δ şi amplitudine I, (fig.1.16, *a*). Expresia transformatei Fourier este:

$$\underline{F}(\mathrm{j}\omega) = \int_0^{\delta} I\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}\,t = \frac{I}{\omega}\left[\sin\omega\,\delta - \mathrm{j}(1-\cos\omega\,\delta)\right] \tag{1.28}$$

cu modulul, în funcţie de pulsaţie:

$$A(\omega) = \frac{2I}{\omega}\sin\frac{\omega\,\delta}{2}, \tag{1.29}$$

sau în funcţie de frecvenţă:

$$A(f) = \frac{I}{\pi f}\sin\pi f\,\delta \tag{1.30}$$

cu reprezentarea grafică din fig.1.16, *b*, a densităţii de amplitudine.

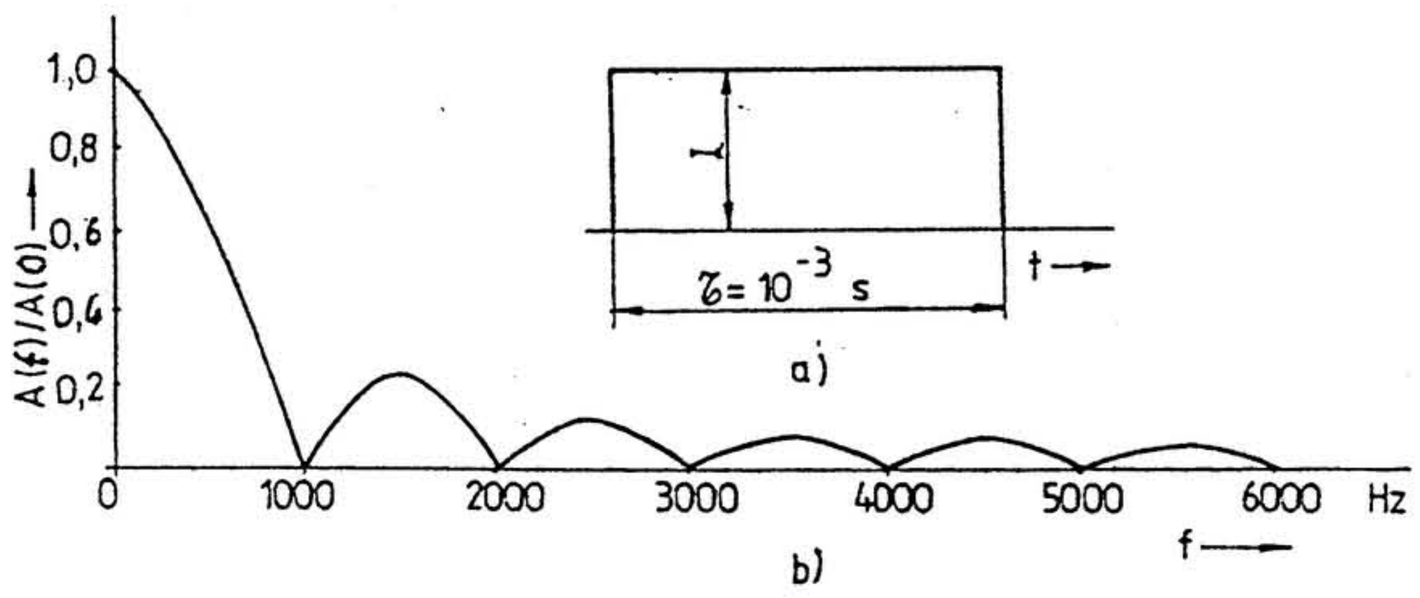


Fig.1.16. Densitatea de amplitudine a impulsului drept cu durata de 10^{-3} s

Exemplul de calcul 4

Excitaţia treaptă de amplitudine 1.

Prima etapă constă în a găsi transformata Fourier a funcţiei „signum" (fig.1.17) definită prin:

$$\mathrm{sgn}(t) = \begin{cases} -1;\ t<0 \\ +1;\ t>0 \end{cases} \tag{1.31}$$

Expresia transformatei Fourier este:

$$\underline{F}(\mathrm{j}\omega) = \lim_{\tau\to\infty}\int_{-\tau}^{+\tau}\mathrm{sgn}(t)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t}\,\mathrm{d}t \tag{1.32}$$

cu notaţia $\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\omega t} = \cos\omega t - \mathrm{j}\sin\omega t$, relaţia (1.32) devine:

$$\underline{F}(\mathrm{j}\omega) = \lim_{\tau\to\infty}\left[-\int_{-\tau}^{0}(\cos\omega\,t - \mathrm{j}\sin\omega\,t)\,\mathrm{d}t + \int_0^{\tau}(\cos\omega\,t - \mathrm{j}\sin\omega\,t)\,\mathrm{d}t\right] \tag{1.33}$$

$$\underline{F}(\mathrm{j}\omega) = \lim_{\tau\to\infty}\left\{-\frac{1}{\omega}\sin\omega\tau + \frac{1}{\omega}\sin\omega\tau - \mathrm{j}\left[-\frac{1}{\omega}\cos\omega\tau + \frac{1}{\omega} - \frac{1}{\omega}\cos\omega\tau + \frac{1}{\omega}\right]\right\}$$

$$\underline{F}(j\omega) = \lim_{\tau \to \infty} j \left[-\frac{2}{\omega} + \frac{2\cos \omega\tau}{\omega} \right] \tag{1.34}$$

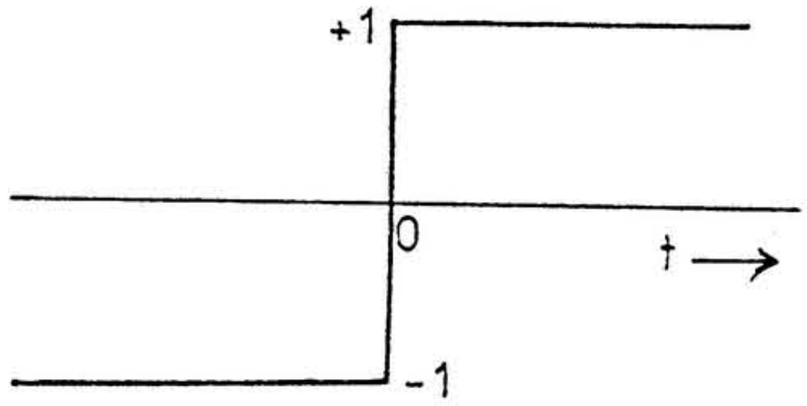


Fig.1.17. Funcţia sgn(t)

Din relaţia (1.34) rezultă că:

$$\lim_{\omega \to 0} \underline{F}(j\omega) = 0 \tag{1.35}$$

Din teoria distribuţiilor se ştie că:

$$\lim_{\tau \to \infty} \cos \omega\tau = \cos \infty = 0 \tag{1.36}$$

Rezultă astfel:

$$\underline{F}(j\omega) = \begin{cases} 0 \text{ pentru } \omega = 0 \\ 2 / j\omega \text{ pentru } \omega \neq 0 \end{cases} \tag{1.37}$$

Verificare. Funcţia de timp corespunzătoare transformatei Fourier este:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega)\, e^{j\omega t} d\omega = \lim_{\omega \to \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega}^{+\omega} \frac{2}{j\omega}\, e^{j\omega t} d\omega : \tag{1.38}$$

$$f(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega t}{\omega} d\omega \tag{1.39}$$

care reprezintă descrierea analitică a funcţiei sgn (t) . cu demonstraţia din Anexa 11.1.

Etapa a doua constă în a folosi efectul de superpoziţie al construcţiei excitaţiei treaptă, adică, aşa cum s-a schiţat în fig. 1.18, unde s-a notat:

$S(t)$ – excitaţia treaptă

$\frac{1}{2}(t)$ – nivelul constant de amplitudine 0,5.

$\frac{1}{2}\text{sgn}\,(t)$ – funcţia signum de amplitudine 0.5.

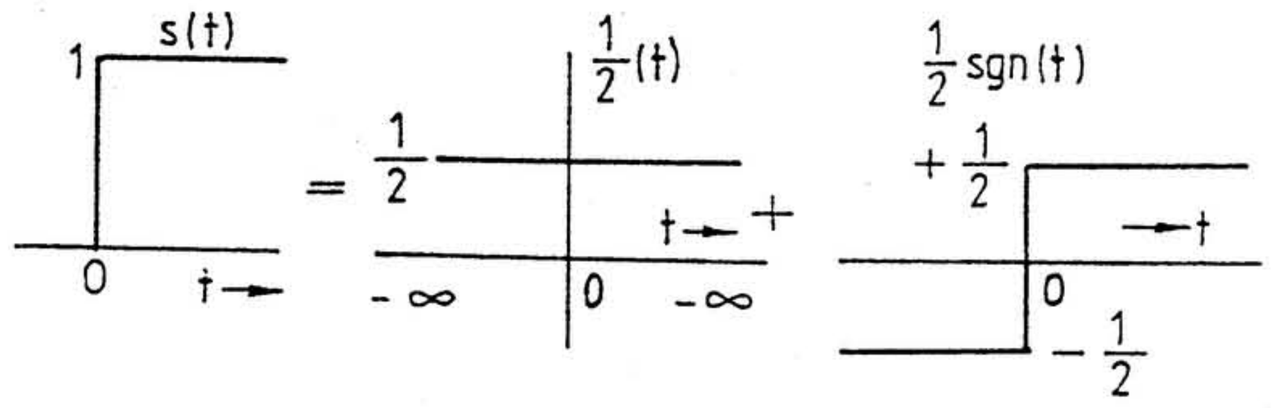


Fig.1.18. Compunerea funcţiei $S(t) = \frac{1}{2}(t) + \frac{1}{2}\text{sgn}\,(t)$

Ca expresia analitică, corespunzătoare fig. 1.18, se scrie

$$S(t) = \frac{1}{2}(t) + \frac{1}{2}\text{sgn}\,(t) \tag{1.40}$$

Această relaţie se transcrie în transformată Fourier:

$$\underline{F}(j\omega) = \pi(\delta) + \frac{1}{j\omega} = \pi(\delta) - j\frac{1}{\omega} \tag{1.41}$$

Pentru că:

$1\ (t) \Rightarrow 2\pi(\delta)$, funcţia Dirac de amplitudine 2π

$\text{sgn}(t) \Rightarrow \frac{2}{j\omega}$, cum se arată în relaţia (1.37).

Deci transformata Fourier are o parte reală constituită dintr-un impuls Dirac de amplitudine π plasat în origine şi o parte imaginară. În fig. 1.19 s-au reprezentat grafic modulele părţii reale, al celei imaginare şi modulul total $A\ (\omega)$.

Notă. Diagrama $A\ (\omega)$ reprezintă o densitate de amplitudine a mărimii analizate. Dimensional $A\ (\omega)$ (sau $A\ (f)$) reprezintă mărimea raportată la pulsaţie (sau la frecvenţă). Spre exemplu dacă mărimea analizată este o tensiune, atunci $A(f)$ este de dimensiunea [V/f], iar aria sub curba $A\ (f)$ este de dimensiunea tensiunii, adică [V/f][f] = [V].

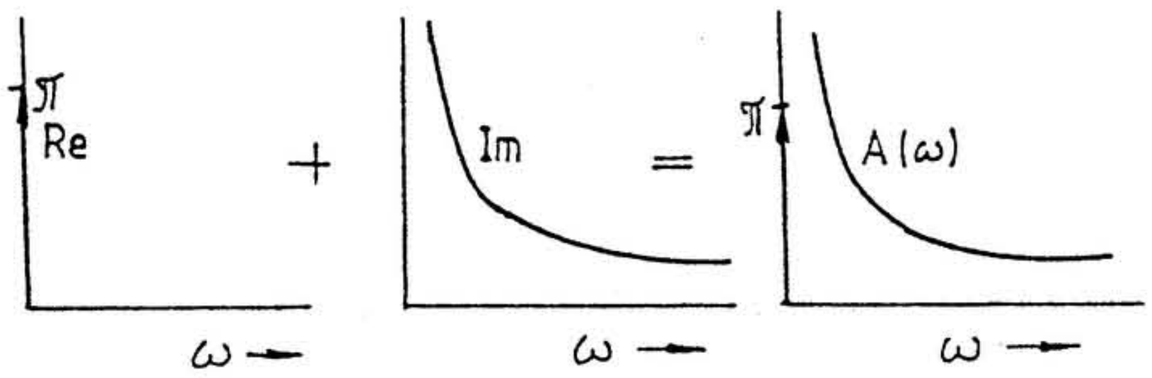


Fig.1.19. Densitatea de amplitudine a funcţiei $S(t)$

2 PROCESE FIZICE ESENȚIALE

În fig. 1.2. s-a arătat că interferența (sau influențarea) asupra receptorului se transmite de la sursa de interferență prin intermediul unui cuplaj. În cele ce urmează se identifică natura cuplajelor şi măsurile corespunzătore de neutralizare.

2.1. CUPLAJUL GALVANIC

Se pot distinge două categorii de cuplaje galvanice şi anume:

– cuplajul galvanic între circuite funcționale;
– cuplajul galvanic datorită legării la pământ a echipamentului.

2.1.1. CUPLAJUL GALVANIC ÎNTRE CIRCUITE FUNCȚIONALE

Dacă două sau mai multe circuite au o impedanță comună, spre exemplu un conductor de masă, atunci trecerea curentului prin impedanța comună este de natură să distorsioneze curenții din toate circuitele cuplate galvanic. În fig.2.1, *a*, este dată o schemă de principiu privind două circuite, *1* şi *2* cuplate galvanic prin intermediul impedanței comune $\underline{Z}_c$, cu notațiile:

$\underline{E}_1$, $\underline{E}_2$ – tensiunile electromotoare ale surselor;

$\underline{Z}_{s1}$, $\underline{Z}_{s2}$ – impedanțele interne ale surselor;

$\underline{Z}_{r1}$, $\underline{Z}_{r2}$ – impedanțele receptoarelor.

Pentru a observa interferența produsă de cuplajul galvanic al celor două circuite, s-a alcătuit schema simplificată din fig. 2.1, *b*, în care $\underline{Z}_{s1} + \underline{Z}_{r1} = \underline{Z}_1$ şi $\underline{Z}_{s2} + \underline{Z}_{r2} = Z_2$. Ecuațiile de funcționare ale circuitelor sunt:

$$\underline{E}_1 = \underline{Z}_1 \underline{I}_1 + \underline{Z}_c(\underline{I}_1 + \underline{I}_2) \tag{2.1}$$

$$\underline{E}_2 = \underline{Z}_2 \underline{I}_2 + \underline{Z}_c(\underline{I}_1 + \underline{I}_2) \tag{2.2}$$

ecuații din care se obțin curenții:

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{E}_1\underline{Z}_2 + (\underline{E}_1 - \underline{E}_2)\underline{Z}_c}{\underline{Z}_1\underline{Z}_2 + \underline{Z}_c(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2)} \tag{2.3}$$

$$\underline{I}_2 = \frac{\underline{E}_2\underline{Z}_1 + (\underline{E}_2 - \underline{E}_1)\underline{Z}_c}{\underline{Z}_1\underline{Z}_2 + \underline{Z}_c(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2)} \tag{2.4}$$

Dacă impedanța de cuplaj $\underline{Z}_c$ ar fi nulă, curenții în cele două circuite ar fi:

$$\underline{I}_{01} = \frac{\underline{E}_1}{\underline{Z}_1};\ \underline{I}_{02} = \frac{\underline{E}_2}{\underline{Z}_2}; \tag{2.5}$$

Datorită cuplajului galvanic, receptoarele sunt excitate cu tensiunile $\underline{Z}_{r1}\ \underline{I}_1$, respectiv $\underline{Z}_{r2}\underline{I}_2$. În absența cuplajului galvanic aceste excitații sunt $\underline{Z}_{r1}\underline{I}_{01}$ şi $\underline{Z}_{r2}\underline{I}_{02}$.

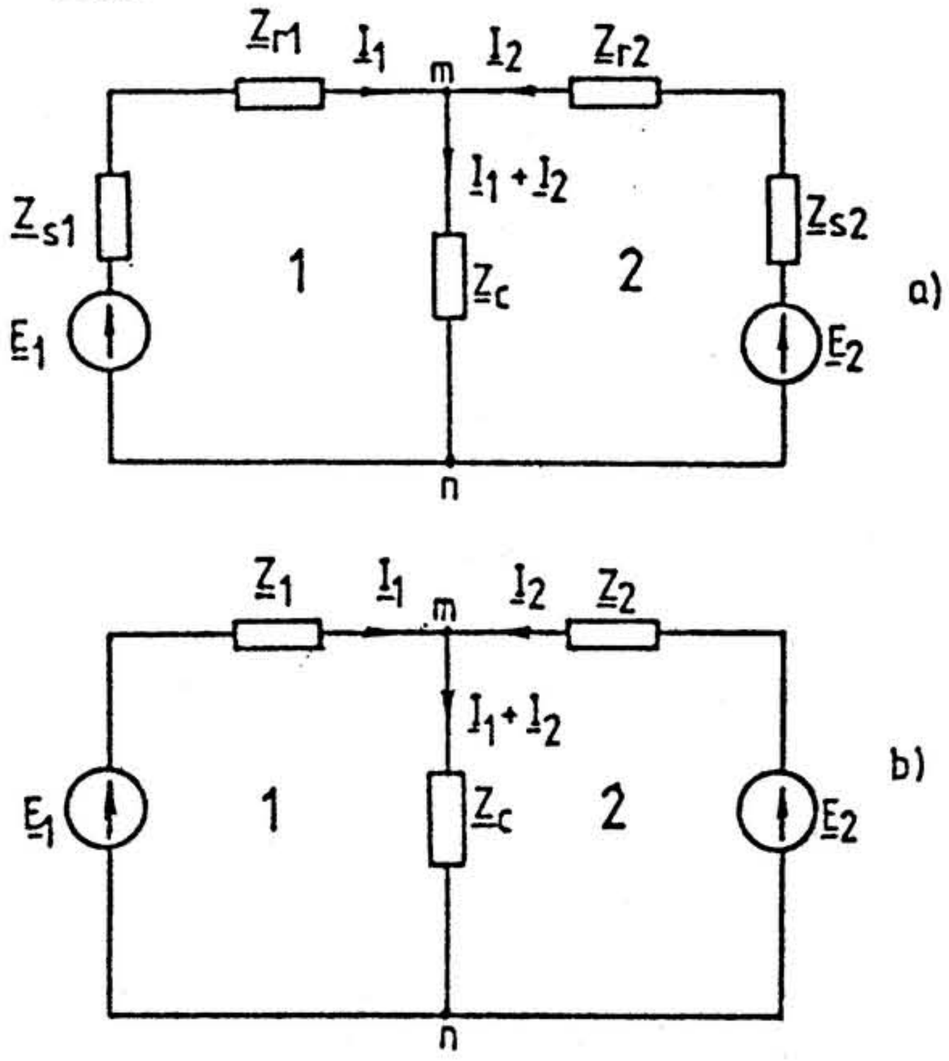


Fig.2.1. Cumplajul galvanic:
a – schema completă; *b* – schema simplificată

Măsuri de neutralizare la circuitele imprimate. În mod uzual cuplajul galvanic apare în schemele cu circuite imprimate în care punctele *m* şi *n* (din fig. 2.1) reprezintă puncte pe conductorul de masă al schemei.

Neutralizarea cuplajului galvanic are loc dacă conexiunea la masă a celor două circuite se realizează într-un singur punct *M* ca în fig.2.2. Anterior, în fig. 1.6, *a*, a fost dată schema electrică a unui amplificator operațional, iar în fig. 1.6, *b*, conexiunile pe placa cu circuite imprimate. Se observă că, pentru a se evita cuplaje galvanice, condensatoarele C_1, C_2 şi rezistența R_3 au conexiunile la masă realizate în acelaşi punct.

În cazul în care circuitul imprimat este destinat funcționării la frecvențe mai mari (10 MHz ... 10 GHz), este necesar să se ia în considerare şi alte cuplaje între linii, în afara cuplajului galvanic. Astfel în fig. 2.3, *a*, se prezintă un segment dintr-un circuit imprimat format din liniile *1*, *2*, izolația *3* şi masa *4*. Sursa cu tensiunea electromotoare $\underline{E}_1$ şi impedanța internă $\underline{Z}_{s1}$ alimentează linia *1*, cu impedanța proprie $\underline{Z}_{l1}$ şi cu impedanța terminală $\underline{Z}_{s2}$. Sursa cu tensiunea electromotoare $\underline{Z}_2$ şi impedanța internă $\underline{Z}_{s2}$ alimentează linia *2*, cu impedanța proprie $\underline{Z}_{l2}$ şi impedanța terminală $\underline{Z}_{r2}$. Schema electrică echivalentă privind modul de interinfluențare între cele două linii este dată în fig. 2.3, *b*, în care se disting următoarele cuplaje:

– cuplajul galvanic prin impedanța $\underline{Z}_m$ datorată închiderii circuitelor prin masa comună;

– cuplajul inductiv prin inductivitatea mutuală M, între cele două linii;

– cuplajul capacitiv direct prin capacitatea $\underline{C}_{1,2}$ între cele două linii;

– cuplajul capacitiv indirect prin capacităţile $\underline{C}_{1m}$, $\underline{C}_{2m}$ faţă de masa comună celor două linii.

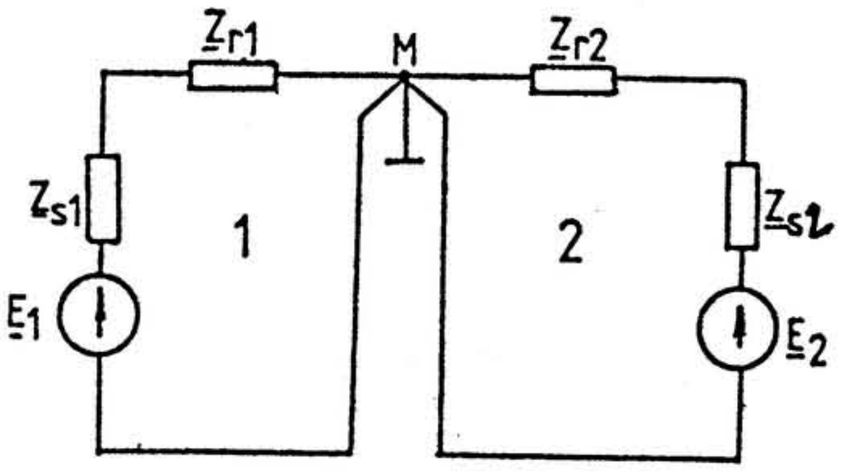


Fig.2.2. Neutralizarea cuplajului galvanic: masa într-un singur punct

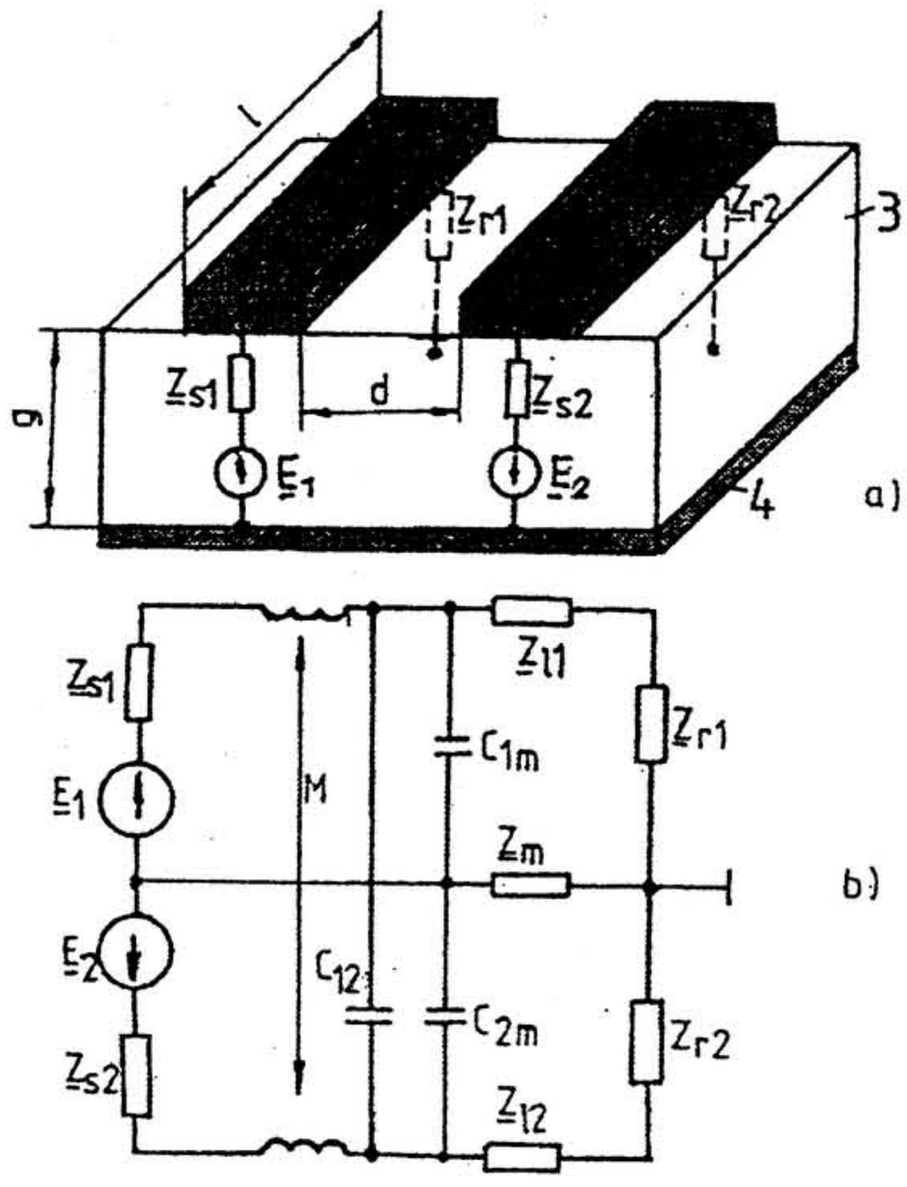


Fig.2.3. Cuplaje multiple între două linii ale unui circuit imprimat

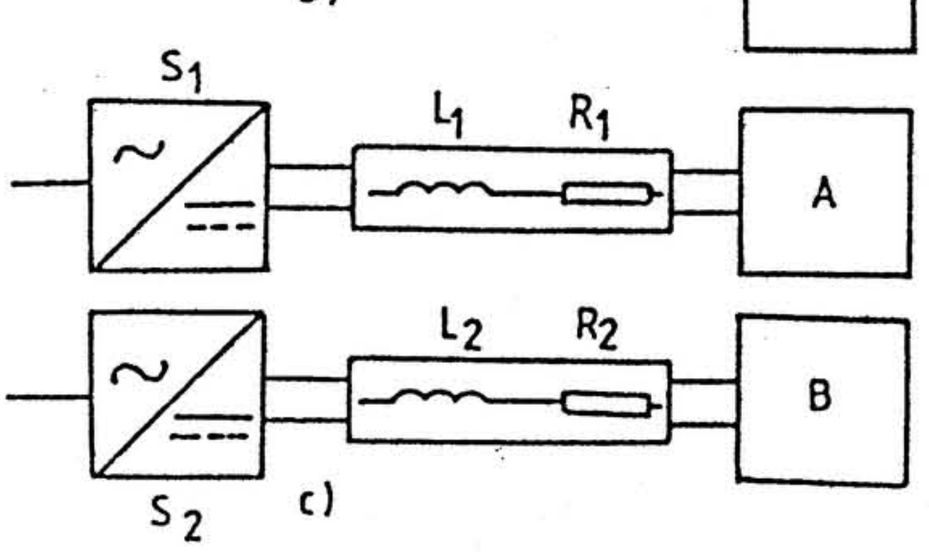


Fig.2.4. Alimentarea receptoarelor A şi B din aceeaşi sursă (a, b) şi din surse separate (c)

Măsurile tehnice recomandabile pentru neutralizarea interferenţei între cele două circuite sunt [8, 21]:

– Creşterea distanţei d între cele două linii. În acest mod se diminuează capacitatea C_{12}. În acelaşi timp se diminuează şi impedanţa comună $\underline{Z}_m$, ca şi inductanţa mutuală M;

– Scurtarea cât se poate de mult a lungimii l a liniilor conductoare în vederea diminuării capacităţilor C_{12}, C_{1m}, C_{2m} ;

– Creşterea grosimii g în vederea diminuării capacităţilor C_{1m}, C_{2m};

– Folosirea pe cât posibil a unui traseu de întoarcere (linie conductoare) cât mai apropiat de linia de ducere. În acest mod se elimină în mare măsură cuplajul inductiv, cu efect nesemnificativ asupra cuplajului capacitiv. De asemenea, în acest mod, tensiunea indusă de un câmp magnetic variabil extern, în bucla formată de sursă - linie - receptor - masă, este minimă.

Măsuri de neutralizare la alimentatoare. În fig.2.4, *a*, receptoarele *A*, *B* sunt alimentate din sursa *S* prin intermediul unei linii comune cu impedanța $\underline{Z} = R + j\omega L$. Variațiile curentului absorbit de receptorul *A* determină căderi de tensiune pe impedanța $\underline{Z}$, care influențează funcționarea receptorului *B*.

O soluție de compromis este schițată în fig.2.4, *b*, în care se vede că alimentatorul dispune la ieşire de un condensator de mare capacitate *C*, iar liniile de alimentare, care duc la receptoarele *A* şi *B*, sunt distincte, cu conductoarele răsucite în vederea diminuării inductivității. Soluția din fig.2.4, *c* este recomandabilă, fiecare receptor dispunând de alimentatorul propriu.

2.1.2. CUPLAJUL GALVANIC DATORAT LEGĂRII LA PĂMÂNT

Pentru a urmări modul de formare al acestui cuplaj este necesar să se definească noțiunile:

– tensiunea electromotoare echivalentă între două prize de pământ;

– impedanța de cuplaj (transfer) a cablului coaxial.

Tensiunea electromotoare echivalentă între două prize de pământ. În fig. 2.5 se arată că, dacă între prizele de pământ P_1 şi P_2 există distanța *d* şi se măsoară, cu ajutorul unui voltmetru, tensiunea între P_1 şi P_2 se găseşte o tensiune cuprinsă între 0,1V şi 2,5 V. Aceste valori au un caracter aleator şi depind de poziția geografică a terenului ca şi de eventuale instalații industriale din zonă (cale ferată electrificată, conducte de apă şi gaze etc.).

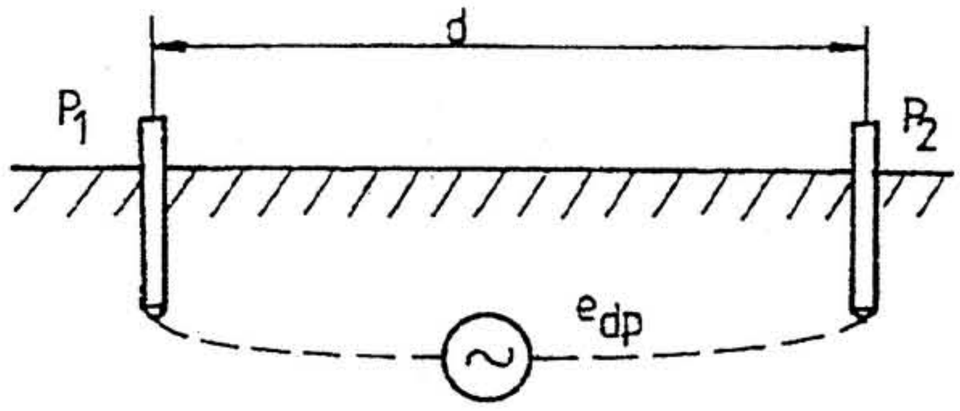


Fig.2.5. Tensiunea electromotoare e_{dp} între două prize de pământ

Diferența de potențial între prizele de pământ P_1 şi P_2 se atribuie *curenților vagabonzi* din pământ, prin a căror circulație apare diferența de potențial menționată. Din punctul de vedere al CEM se poate considera că între prizele de pământ există tensiunea electromotoare echivalentă de influențare e_{dp}, ca în fig.2.5.

Impedanța de transfer (cuplaj) a cablului coaxial. În multe situații conexiunea între un senzor (de exemplu un şunt) şi aparatul de măsurat corespunzător (de exemplu un osciloscop) se realizează prin intermediul unui cablu coaxial cu impedanța caracteristică de ordinul 50 ... 75 Ω. Cablul coaxial constituie conexiunea optimă deoarece inductivitatea specifică (H/m) este sensibil mai mică decât a unei linii cu două conductoare

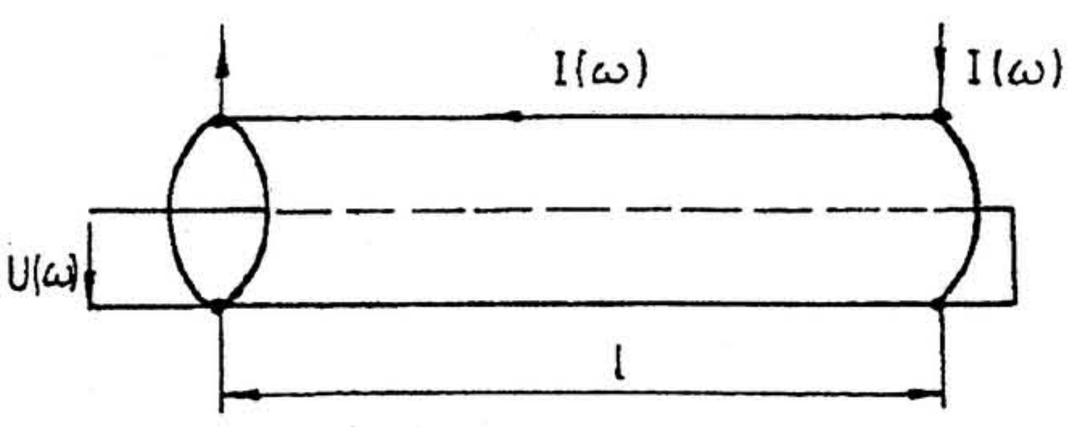


Fig.2.6. Relativ la definiția impedanței de transfer a unui cablu coaxial

Dacă, aşa cum este schițat în fig.2.6, prin ecranul cablului coaxial, scurtcircuitat la o extremitate şi de lungime l se trece curentul armonic $I(\omega)$ se constată că la extremitatea liberă se obține tensiunea $U(\omega)$. Impedanța de transfer (cuplaj) a cablului coaxial este definită de relația:

$$Z_t = \frac{U(\omega)}{I(\omega)l} \tag{2.6}$$

Din punct de vedere teoretic ar trebui ca impedanță de cuplaj să fie nulă. În adevăr, la § 2.2.2 se demonstrează că inducția magnetică în interiorul unui tub cilindric, parcurs în lung de curent electric, este nulă. Faptul că tensiunea captată $U(\omega)$ nu este nulă se datorează execuției imperfecte a tubului cilindric, în speță a cablului coaxial, a cărui secțiune transversală nu este perfect circulară, iar conductorul central nu este aşezat centric. Se mai adaugă şi faptul că ecranul cablului coaxial este realizat din tresă metalică împletită şi ca urmare prin ochiurile tresei poate pătrunde câmpul magnetic variabil. Alte cauze sunt prezentate la § 2.7.6.

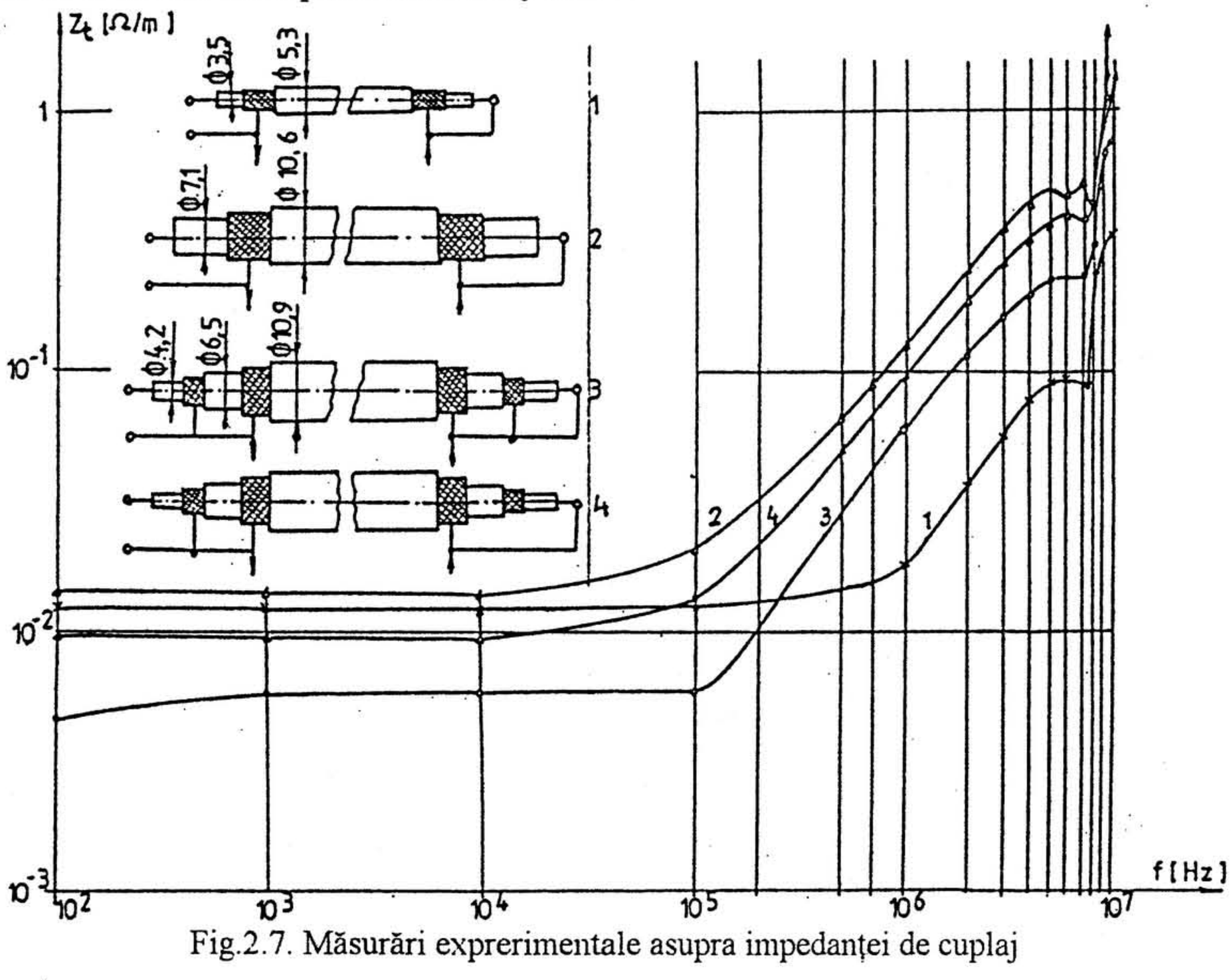


Fig.2.7. Măsurări exprerimentale asupra impedanței de cuplaj

În fig.2.7 sunt date curbe ale impedanței de cuplaj ale cablului coaxial simplu şi dublu ecranat pe baza măsurărilor efectuate în laboratorul de aparate electrice din Universitatea Politehnica Bucureşti [14].

Un cuplaj galvanic, datorat conectării la pământ a senzorului de mărime şi a aparatului de măsurat, este schițat în fig.2.8, în care se prezintă o *schemă greşită* de măsurare a curentului i (10 kA) cu ajutorul şuntului Sh (1 mΩ). Semnalul este transmis aparatului de măsurat AM prin cablul coaxial CC. Impedanța de intrare a aparatului de măsurat este de 75 Ω. Carcasa aparatului de măsurat este conectată (greşit) la pământ.

Cuplajul galvanic se realizează prin ecranul cablului coaxial, care constituie o impedanță comună a circuitului folosit la măsurarea semnalului util şi a circuitului în care există tensiunea electromotoare echivalentă e_{dp}.

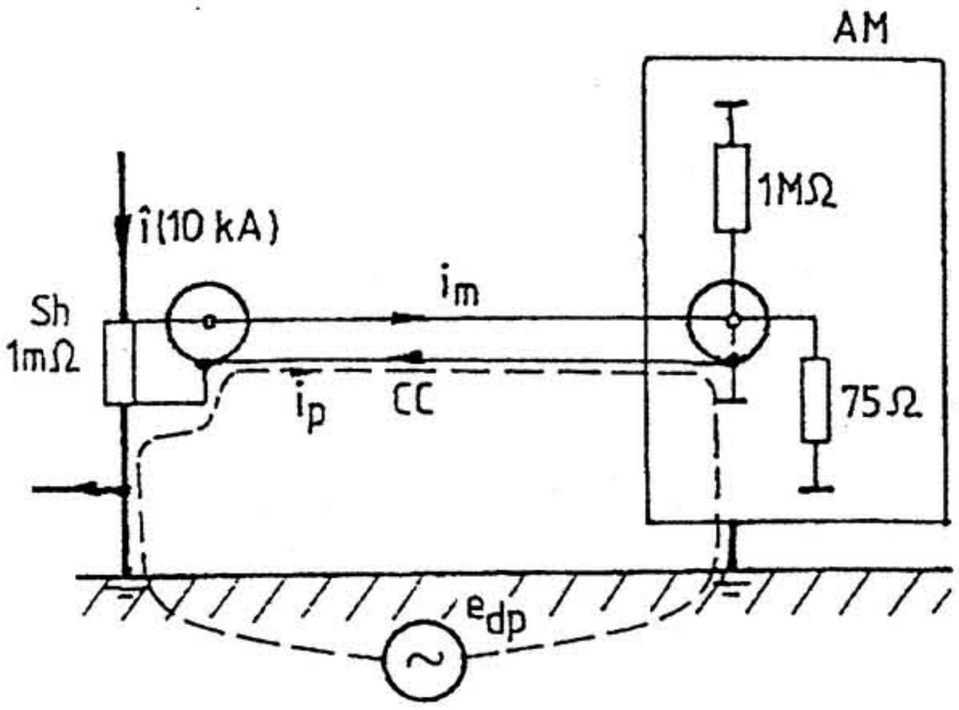


Fig.2.8. Cuplaj galvanic prin ecranul cablului coaxial

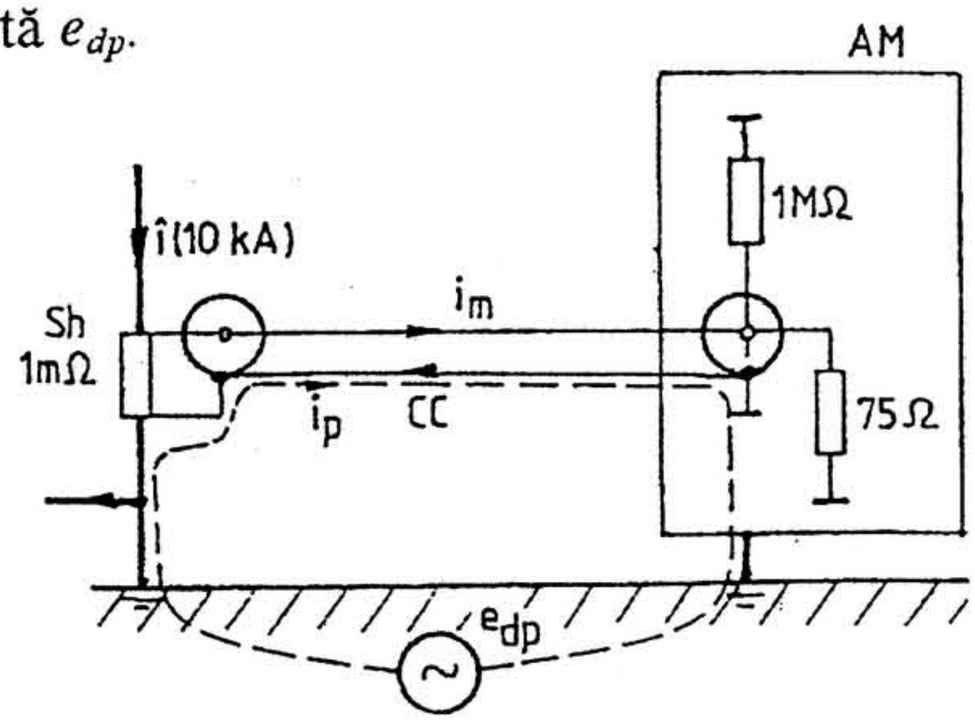


Fig.2.9. Neutralizarea cuplajului galvanic prin izolarea aparatului de măsurat *AM*

În acest caz există două efecte de interferență:

a) Producerea tensiunii de tipul $U(\omega)$ la intrarea în aparatul de măsurat deoarece rezistența şuntului de (1 mΩ) poate fi considerată un scurtcircuit;

b) Interacțiunea între circuitul de măsurare prin care trece curentul i_m şi cel care se închide prin pământ, prin care trece curentul i_p. Această interacțiune pur galvanică se realizează conform relațiilor (2.3) şi (2.4).

Măsuri de neutralizare. Pentru a neutraliza cuplajul galvanic rezultat în schema electrică din fig.2.8 este suficient să se izoleze aparatul de măsurat, ca în schița din fig.2.9. Curentul datorat tensiunii electromotoare echivalente e_{dp} este drastic limitat de capacitatea parazită C_p, care prezintă reactanța $\underline{Z}_c = 1/(jC\omega)$.

2.2. CUPLAJUL INDUCTIV

Acest tip de cuplaj se mai numeşte şi *transformatoric*. Cuantificarea interferenței este posibilă cu ajutorul ecuațiilor de funcționare ale transformatorului.

2.2.1. RELAȚII DE INTERFERENȚĂ

În fig.2.10 se prezintă circuitele *1* şi *2* cuplate inductiv, adică o parte din fluxul magnetic produs de trecerea curentului într-un circuit străbate bucla formată de celălalt circuit. Cu notațiile:

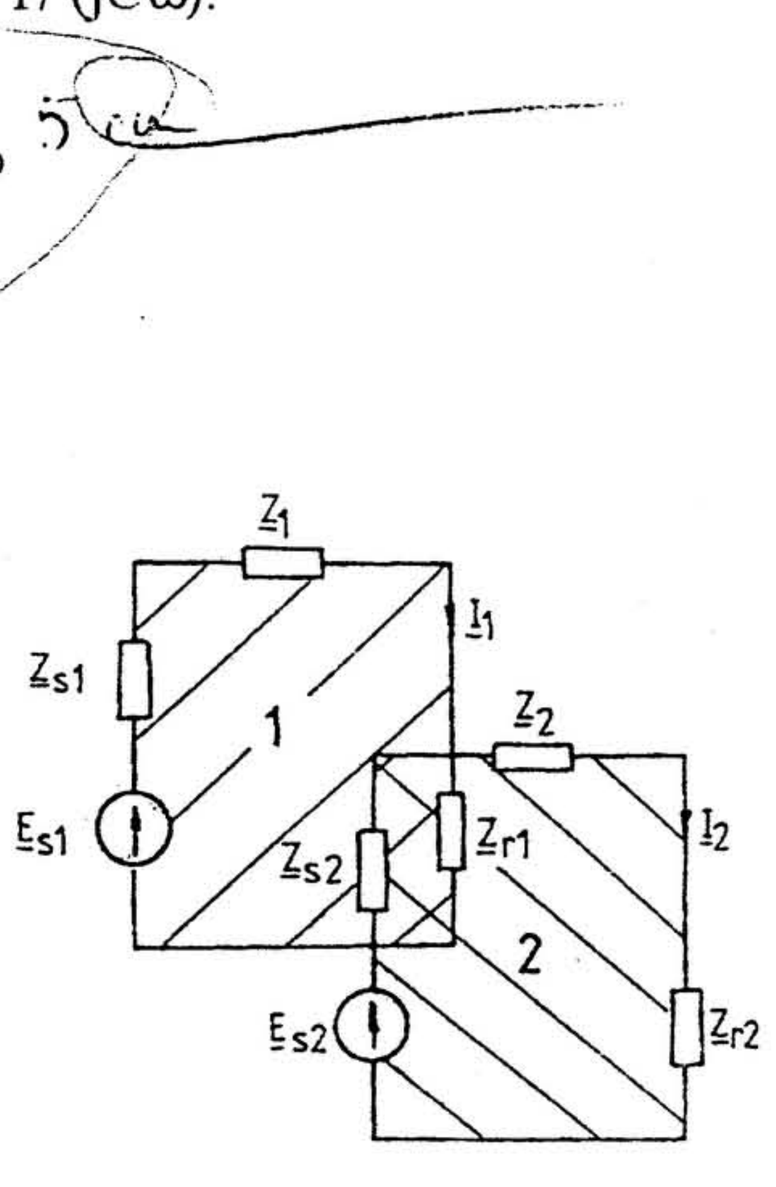


Fig.2.10. Relativ la cuplajul inductiv

$\underline{E}_{s1}, \underline{E}_{s2}$ – tensiunile electromotoare ale surselor;
$\underline{Z}_{s1}, \underline{Z}_{s2}$ – impedanțele interne ale surselor;
$\underline{Z}_1, \underline{Z}_2$ – impedanțele liniilor de legătură;
$\underline{Z}_1, \underline{Z}_2$ – impedanțele de intrare ale receptoarelor,
ecuațiile de funcționare ale celor două circuite cuplate sunt:

$$\underline{E}_1 = (R_1 + R_{s1} + R_{r1})\underline{I}_1 + j\omega_1(L_1 + L_{s1} + L_{r1})\underline{I}_1 + j\omega_2 M_2 \underline{I}_2 \quad (2.7)$$

$$\underline{E}_2 = (R_2 + R_{s2} + R_{r1})\underline{I}_2 + j\omega_2(L_2 + L_{s2} + L_{r2})\underline{I}_2 + j\omega_1 M_1 \underline{I}_1 \quad (2.8)$$

Curenții influențați (interferați) în cele două circuite sunt:

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{E}_1 - j\omega_2 M_2 \underline{I}_2}{R_1 + R_{s1} + R_{r1} + j\omega_1(L_1 + L_{s1} + L_{r1})} \quad (2.9)$$

$$\underline{I}_2 = \frac{\underline{E}_2 - j\omega_1 M_1 \underline{I}_1}{R_2 + R_{s2} + R_{r2} + j\omega_2(L_2 + L_{s2} + L_{r2})} \quad (2.10)$$

în comparație cu curenții neinfluențați:

$$\underline{I}_{01} = \frac{\underline{E}_1}{R_1 + R_{s1} + R_{r1} + j\omega_1(L_1 + L_{s1} + L_{r1})} \quad (2.11)$$

$$\underline{I}_{02} = \frac{\underline{E}_2}{R_2 + R_{s2} + R_{r2} + j\omega_2(L_2 + L_{s2} + L_{r2})} \quad (2.12)$$

În cele două circuite interferate apar tensiunile electromotoare de interferență:
$- j\omega_2 M_2 \underline{I}_2$, respectiv $- j\omega_1 M_1 \underline{I}_1$.

2.2.2. MIJLOACE DE NEUTRALIZARE

Soluțiile tehnice pentru neutralizarea cuplajului transformatoric (inductiv) pot fi clasificate în soluții generale şi soluții individuale corespunzătoare fiecărei structuri constructive.

Ca soluții generale se recomandă:

* Conexiuni scurte; conductoare dus-întors răsucite; conexiuni în cablu coaxial atât pentru circuitele de forță, cât şi pentru cele de măsurare;

* Aşezare geometrică potrivită pentru transfer minimal de flux magnetic în bucla circuitului vecin.

Ca soluții particulare se recomandă următoarele structuri constructive în tehnica măsurării:

* Şuntul coaxial, pentru măsurarea curenților cu variații rapide;
* Ecranarea suplimentară a cablului coaxial şi folosirea cabinei ecranate.

Neutralizarea cuplajului magnetic, *în cazul şuntului coaxial,* constă în aceea că tensiunea de măsurare (proporţională cu curentul măsurat) se extrage cu conductoare într-un volum lipsit de inducţie magnetică.

În fig.2.11 este dată o secţiune transversală într-un cilindru cu gol excentric. Se urmăreşte să se determine inducţia magnetică în golul excentric când conductorul este parcurs longitudinal de curentul I, cu densitatea de curent $\mathbf{J}=J\mathbf{k}$, uniformă în aria secţiunii transversale.

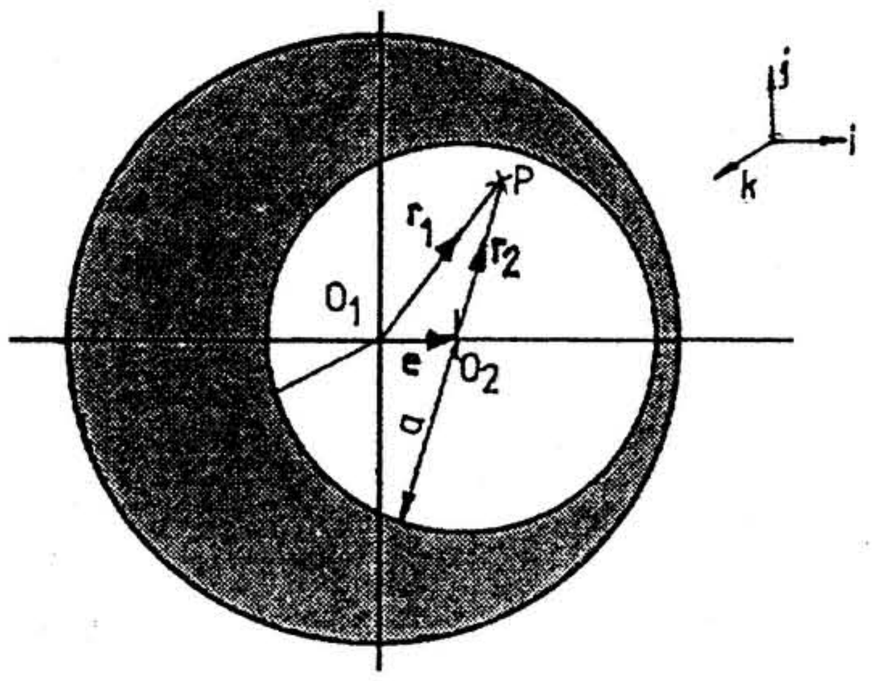


Fig.2.11. Cilindrul cu gol excentric

Modelarea golului excentric, ca necesitate de calcul, se realizează prin aceea că se aplică principiul suprapunerii proceselor fizice liniare şi anume peste curentul de densitate $\mathbf{J} = J\mathbf{k}$, în aria circulară de rază b, se suprapune curentul de densitate $-\mathbf{J} = -J\mathbf{k}$ în aria circulară de rază a.

Cu notaţiile din fig. 2.10, unde excentritatea golului s-a notat cu $\mathbf{e} = e\mathbf{i}$, rezultă:

a) Modulul inducţiei magnetice, în punctul P, situat în gol, datorat trecerii curentului prin conductorul de rază b.

$$B_1 = \frac{\mu_0 \pi r_1^2 J}{2\pi r_1} = \frac{\mu_0 r_1 J}{2} \tag{2.13}$$

Vectorul corespunzător are expresia:

$$\mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0}{2}\mathbf{J} \times \mathbf{r}_1 \tag{2.14}$$

b) În mod similar vectorul de inducţie magnetică, în acelaşi punct P, produs de curentul care parcurge conductorul de rază b este:

$$\mathbf{B}_2 = -\frac{\mu_0}{2}\mathbf{J} \times \mathbf{r}_2 \tag{2.15}$$

Inducţia magnetică rezultantă în acelaşi punct P este:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 = \frac{\mu_0}{2}\mathbf{J} \times (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \frac{\mu_0}{2}\mathbf{J} \times \mathbf{e}; \tag{2.16}$$

dar cum $\mathbf{J} = J\mathbf{k}$ şi $\mathbf{e} = e\mathbf{i}$

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{2} Je\mathbf{k} \times \mathbf{i} = \frac{\mu_0}{2} Je\mathbf{j} \tag{2.17}$$

Rezultă că în orice punct al golului de rază a, inducţia magnetică este uniformă şi orientată după versorul $\mathbf{j}$, sau după axa y. Dacă excentricitatea este nulă, adică dacă $e = 0$, rezultă că şi $\mathbf{B} = 0$. Cu alte cuvinte în golul unui conductor tubular circular

parcurs de curentul longitudinal, inducția magnetică este nulă. Pe această constatare se bazează dispozitivul de măsurare al curenților intenşi având variații rapide cu ajutorul şuntului coaxial, schițat principial în fig.2.12. Tubul cilindric *1* (din manganină) îndeplineşte rolul de şunt fiind parcurs de curentul *i*. Semnalul de măsurare este captat în interiorul tubului pe circumferințele *m* şi *n*, volum în interiorul căruia inducția magnetică este nulă, astfel încât tensiunea de măsurare este:

$$U_m = Ri \qquad (2.18)$$

unde *R* este rezistența electrică a tubului de manganină. Semnalul astfel captat este transmis prin cablul coaxial *2*, aparatului de măsurat (de exemplu osciloscop) *3*. Aspecte complementare privind construcția şuntului coaxial în scopul eliminării efectelor de capăt şi scoaterii şuntului de sub influența câmpurilor electromagnetice externe sunt prezentate în cap. 7.

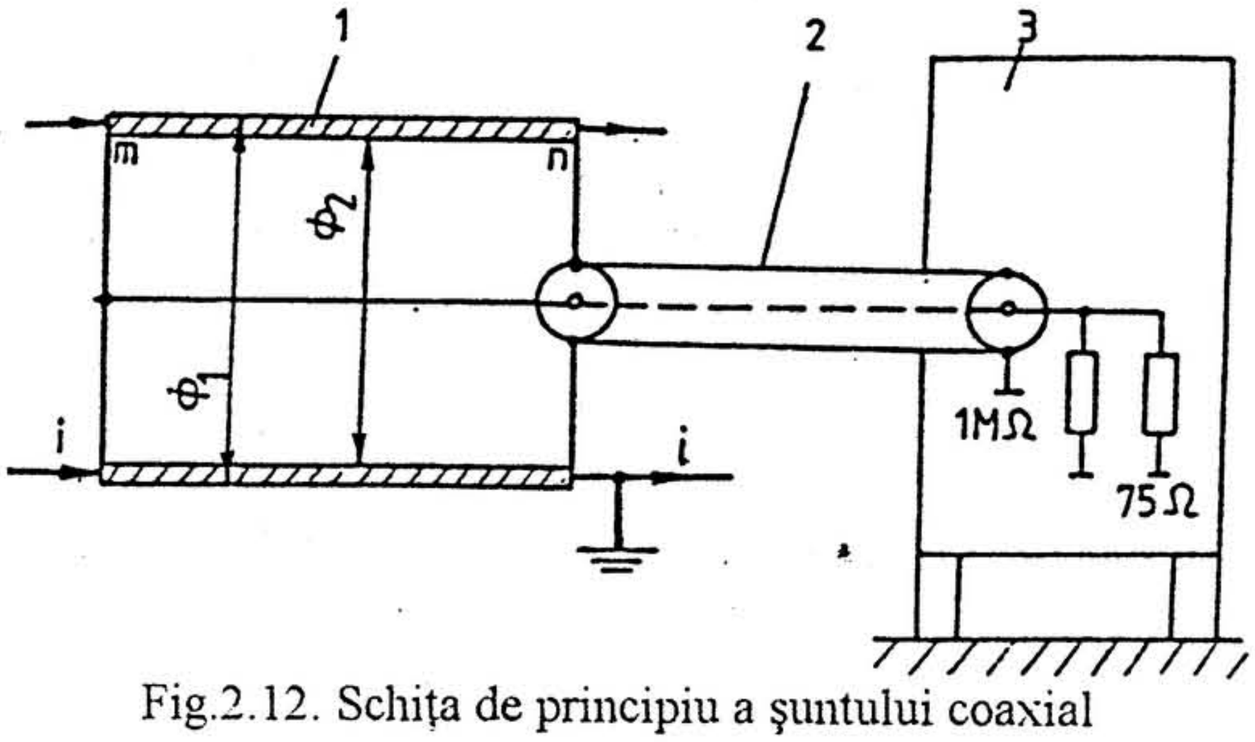


Fig.2.12. Schița de principiu a şuntului coaxial

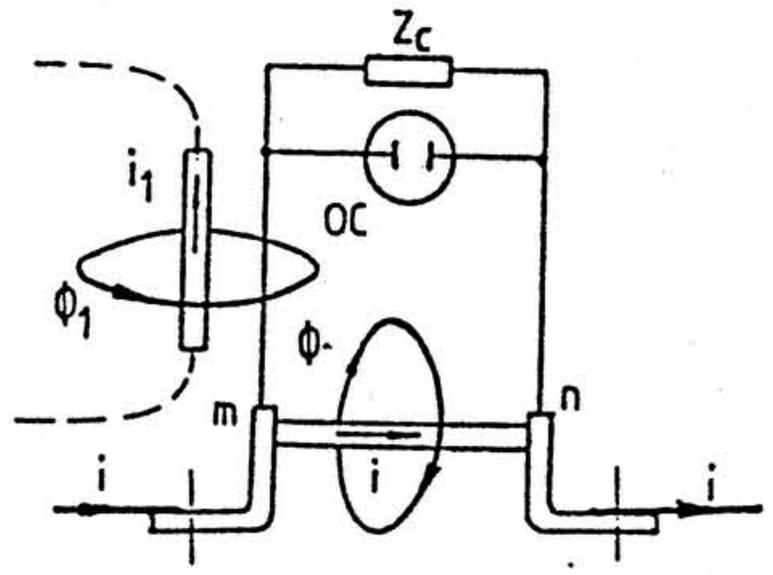


Fig.2.13. Interferențe la folosirea şuntului cu bare

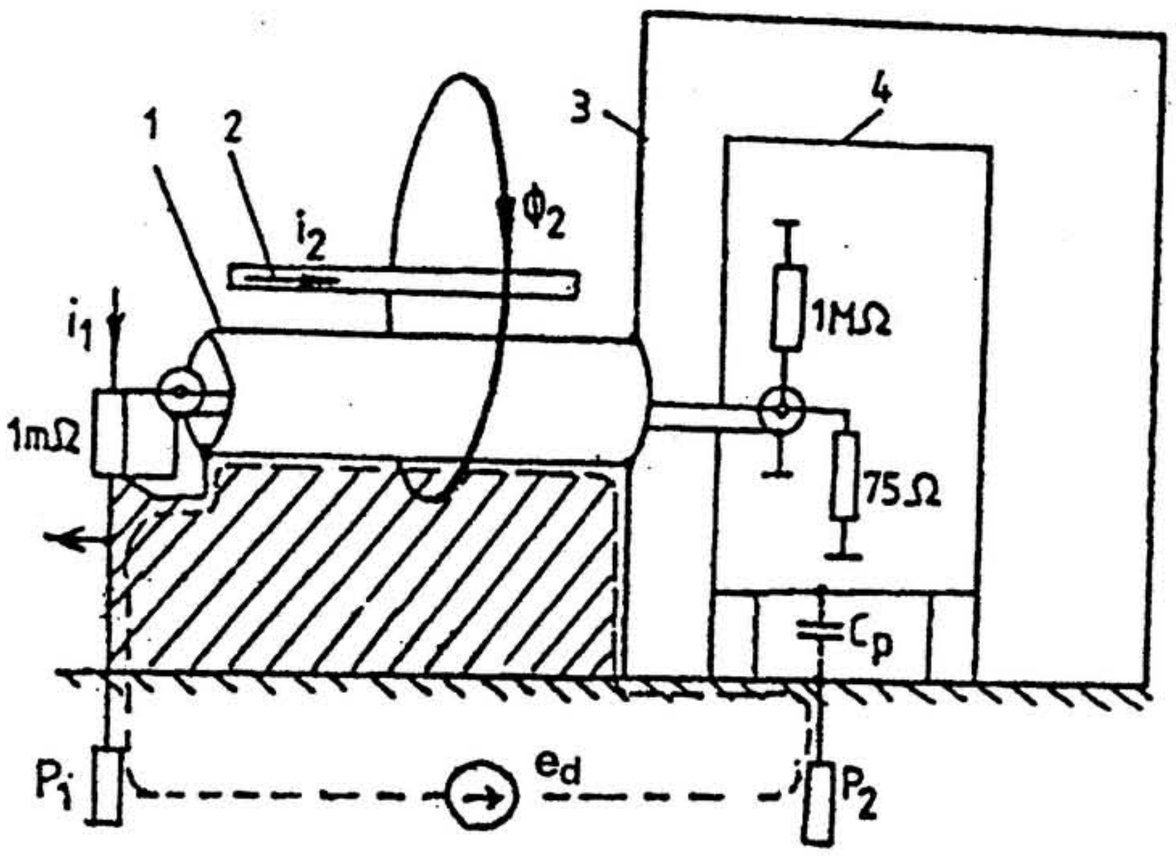


Fig.2.14. Neutralizarea cuplajului inductiv prin ecranarea suplimentară a cabului coaxial şi folosirea cabinei ecranate

Notă: Folosirea şuntului cu bare, schițat în fig. 2.13, la măsurarea curenților cu variații rapide nu este indicată din cauza interferenței produse de tensiunile induse în bucla de măsurare. În adevăr tensiunea de măsurare, în acest caz nu mai este $u_m = Ri$ ci:

$$u_m = Ri + \frac{d\phi}{dt} + \frac{d\phi_1}{dt} + \ldots\ldots \qquad (2.19)$$

relație în care s-a notat:

ϕ – fracțiunea din fluxul propriu (produs de curentul *i*) care parcurge bucla de măsurare;

ϕ_1 – fracțiunea din fluxul produs de alt conductor, parcurs de curentul i_1, din apropierea şuntului cu bare, care parcurge bucla de măsurare.

Ecranarea suplimentară a cablului coaxial şi folosirea cabinei ecranate sunt schițate în fig. 2.14. Ecranul suplimentar *1*, constituit de obicei dintr-o țeavă de oțel, este conectat la pământ P_1 la

extremitatea dinspre senzorul de curent (şuntul coaxial), iar la cealaltă extremitate este conectat la o cabină, cu pereţi din tolă de Ol, sau Cu, legată la priza de pământ proprie P_2. Se urmăreşte să se elimine cuplajul magnetic produs de trecerea curentului i_2 prin conductorul *2*. Pe traseul marcat cu linie punctată se închide un circuit parcurs atât de curentul indus prin variaţia fluxului magnetic ϕ_2, cât şi curentul cauzat de tensiunea electromotoare e_d.

Efectul de ecranare al cabinei *3* este prezentat în § 4.2.3. Aparatul de măsurare şi prelucrarea datelor *4* (osciloscop, calculator) este izolat faţă de pământ. Capacitatea parazită C_p oferă o reactanţă mult mai mare decât reactanţa traseului punctat, care în fond constituie un scurtcircuit.

2.3. CUPLAJUL CAPACITIV

Cuplajul capacitiv se datorează existenţei capacităţilor parazite. În fig.2.15, *a* linia *1*, este supusă tensiunii $\underline{U}_1$ faţă de pământ. Linia *2* primeşte tensiunea $\underline{U}_2$, datorată capacităţilor parazite C_1 şi C_2 ca şi rezistenţei (de perditanţă) R_2. În fig.2.15, *b*, este dată schema echivalentă corespunzătoare. Cu notaţiile:

$$\underline{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C_1};\quad \underline{Z}_2 = \frac{R_2}{1 + j\omega C_2 R_2} \tag{2.20}$$

$$\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 = \frac{1 + j\omega R_2(C_1 + C_2)}{j\omega R_1(1 + j\omega R_2 C_2)} \tag{2.21}$$

raportul tensiunilor $\underline{U}_2\underline{U}_1$ este egal cu raportul impedanţelor corespunzătoare:

$$\frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} \tag{2.22}$$

de unde rezultă tensiunea de interferenţă a conductorului *2*:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \frac{j\omega R_2 C_1}{1 + j\omega R_2(C_1 + C_2)} \tag{2.23}$$

Se pot considera următoarele cazuri limită:

a) Rezistenţa echivalentă perditanţei este foarte mare, adică $R_2 \to \infty$ şi în acest caz rezultă relaţia pentru divizorul de tensiune capacitiv:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \tag{2.24}$$

b) Capacitatea C_2 este foarte mică, adică $C_2 \to 0$ şi în acest caz tensiunea conductorului *2* rezultă:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \frac{j\omega R_2 C_1}{1 + j\omega R_2 C_1} \tag{2.25}$$

adică relaţia unui divizor de tensiune la care braţul de înaltă tensiune este constituit de o capacitate, iar cel de joasă tensiune este constituit de o rezistenţă.

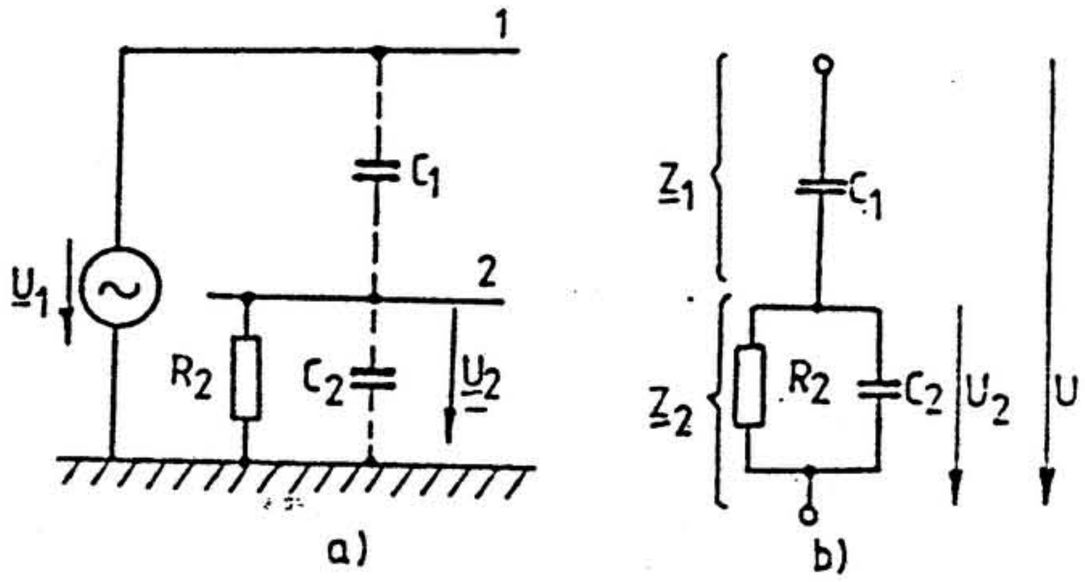


Fig.2.15. Cuplaj capacitiv:
a – aranjament fizic; *b* – schema echivalentă

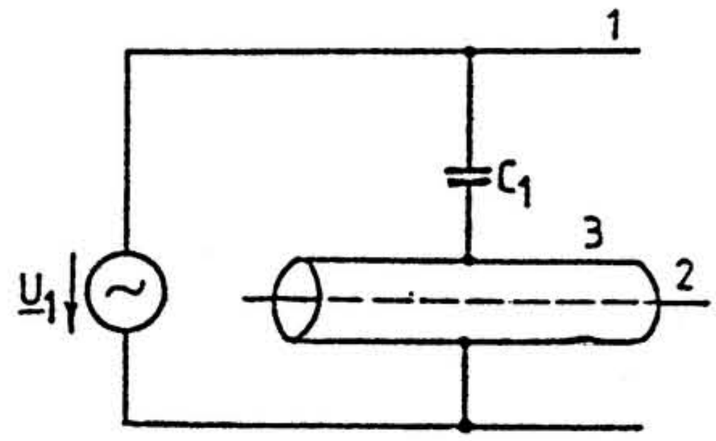


Fig.2.16. Neutralizarea cuplajului capacitiv cu ajutorul unui ecran conectat la pământ

Pentru neutralizarea interferenței se recomandă, după structura constructivă a instalației, următoarele soluții:

a) *În instalațiile din tehnica măsurării şi din informatică*, conductorul *2* se introduce într-un ecran (țeavă metalică) conectat la pământ, aşa cum se schițează în fig.2.16. Astfel condensatorul C_2 dispare. Pentru fenomene conexe a se vedea § 2.7.6.

Din punct de vedere practic schema electrică de măsurare rămâne cea prezentată în fig.2.14 şi este indicată atât pentru neutralizarea cuplajului inductiv, cât şi pentru neutralizarea cuplajului capacitiv.

b) *În tehnica curenților intenşi* interferența datorată capacităților parazite este neutralizată prin formarea unui divizor de tensiune capacitiv cu capacități mult superioare (două ordine de mărime) față de capacitățile parazite. Astfel în fig.2.17 s-a schițat dispoziția constructivă a unui întreruptor de înaltă tensiune, echipat cu patru (*1* ... *4*) camere de stingere conectate în serie între bornele *A* şi *B*.

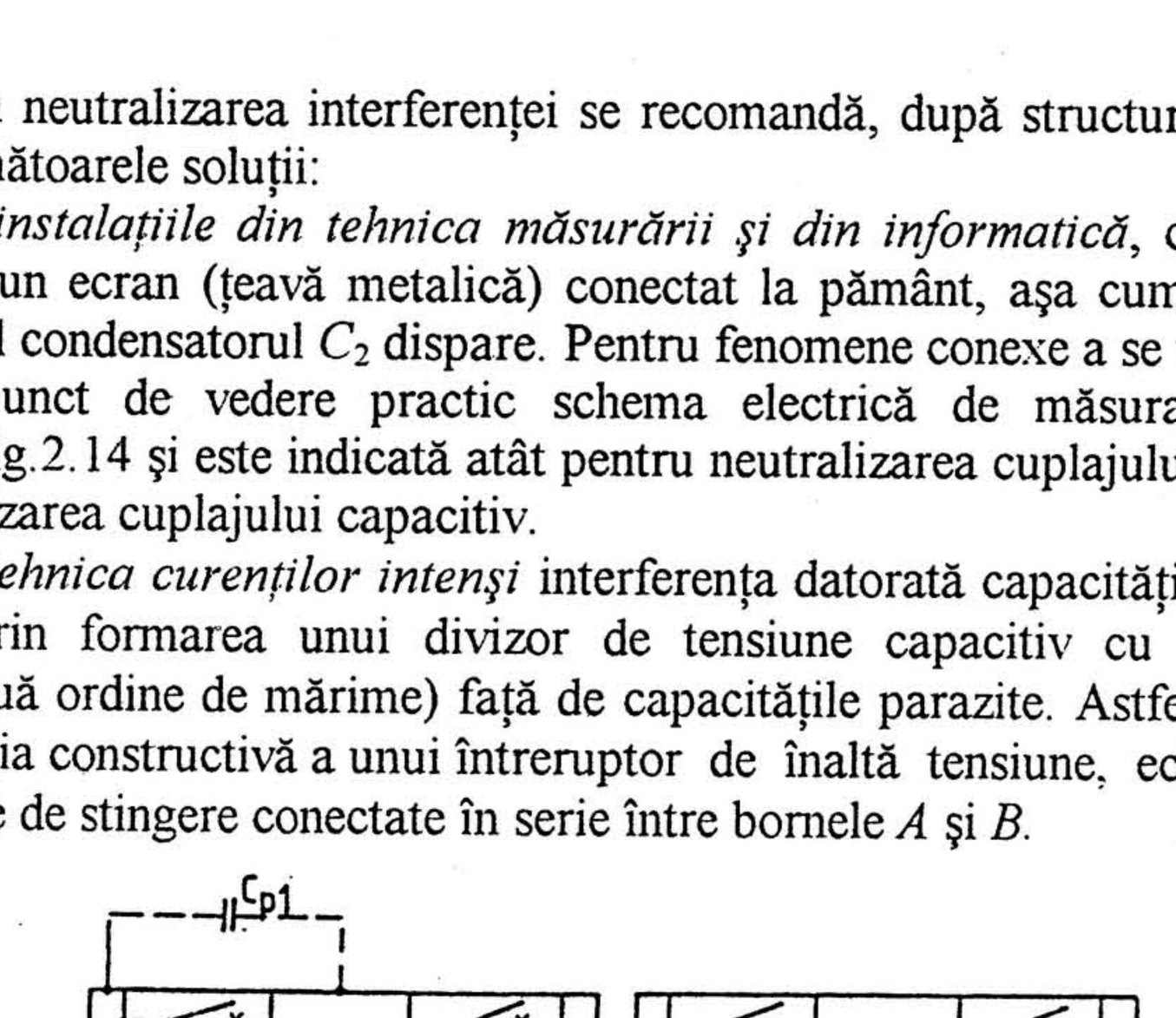


Fig.2.17. Neutralizarea capacităților parazite

Din punct de vedere funcțional, se urmăreşte ca, după întreruperea curentului de scurtcircuit, tensiùnea tranzitorie de restabilire să se repartizeze uniform pe cele patru locuri de întrerupere. Datorită capacităților parazite (C_{p1}, C_{p2}, C_{p3} etc.) existente între piesele metalice şi între acestea şi pământ, tensiunea tranzitorie de restabilire nu

este repartizată uniform pe cele patru locuri de rupere [13]. Capacităţile C_{p1}, C_{p2}, C_{p3}... sunt de ordinul 5 ... 50 pF, iar pentru a neutraliza efectul lor, în paralel cu fiecare loc de întrerupere se conectează capacităţile suplimentare $C_s \approx 1000$ pF, deci de valoare sensibil mai mare decât valoarea individuală a capacităţilor parazite.

2.4. CUPLAJUL PRIN RADIAŢIE ELECTROMAGNETICĂ

La considerarea cuplajelor inductiv şi capacitiv s-a considerat câmpul magnetic ca fiind independent de cel electric. În cazul radiaţiei electromagnetice este necesar a se considera dependenţa între cele două mărimi vectoriale prin ecuaţiile lui Maxwell:

$$\text{rot}\,\mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\ ;\ \text{rot}\,\underline{\mathbf{H}} = j\omega\,\varepsilon_0\underline{\mathbf{E}} \tag{2.26}$$

$$\text{rot}\,\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\ ;\ \text{rot}\,\underline{\mathbf{E}} = -\,j\omega\,\mu_0\underline{\mathbf{H}} \tag{2.27}$$

cunoscute ca ecuaţiile iniţiale, folosite la stabilirea mărimilor $\underline{\mathbf{E}}$ şi $\underline{\mathbf{H}}$ în spaţiul în care radiază un dipol [20, 31]. Efectul radiaţiei electromagnetice asupra unei linii electrice va fi analizat, în cele ce urmează, fără a se considera şi reacţia liniei asupra câmpurilor $\underline{\mathbf{E}}$ şi $\underline{\mathbf{H}}$.

În fig.2.18, *a*, se arată că, la mare distanţă de dipolul care emite radiaţia electromagnetică, vectorii $\underline{\mathbf{E}}$ şi $\underline{\mathbf{H}}$ sunt în fază, decalaţi în spaţiu cu $\pi/2$ şi se deplasează cu viteza $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$. În fig.2.18, *b*, se consideră o linie formată din două conductoare *1* şi *2* (al doliea conductor poate fi pământul) între care există distanţa *h*, linie orientată în acord cu sistemul de coordonate din fig.2.18, *a*. Din linia menţionată se consideră segmentul de lungime dx, orientat după coodonata *x*.

Teorema a doua a lui Kirchhoff, scrisă pentru bucla *a*, *b*, *c*, *d*, *a*, are forma:

$$u - \left(u + \frac{\partial u}{\partial x}\,\mathrm{d}\,\mathrm{x}\right) - L_0\,\mathrm{dx}\,\frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h B_y\,\mathrm{dzdx}\ ; \tag{2.28}$$

sau

$$\frac{\partial u}{\partial x} + L_0\frac{\partial i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_0^h B_y\,\mathrm{dz} \tag{2.29}$$

unde L_0 este inductivitatea pe unitatea de lungime a liniei.

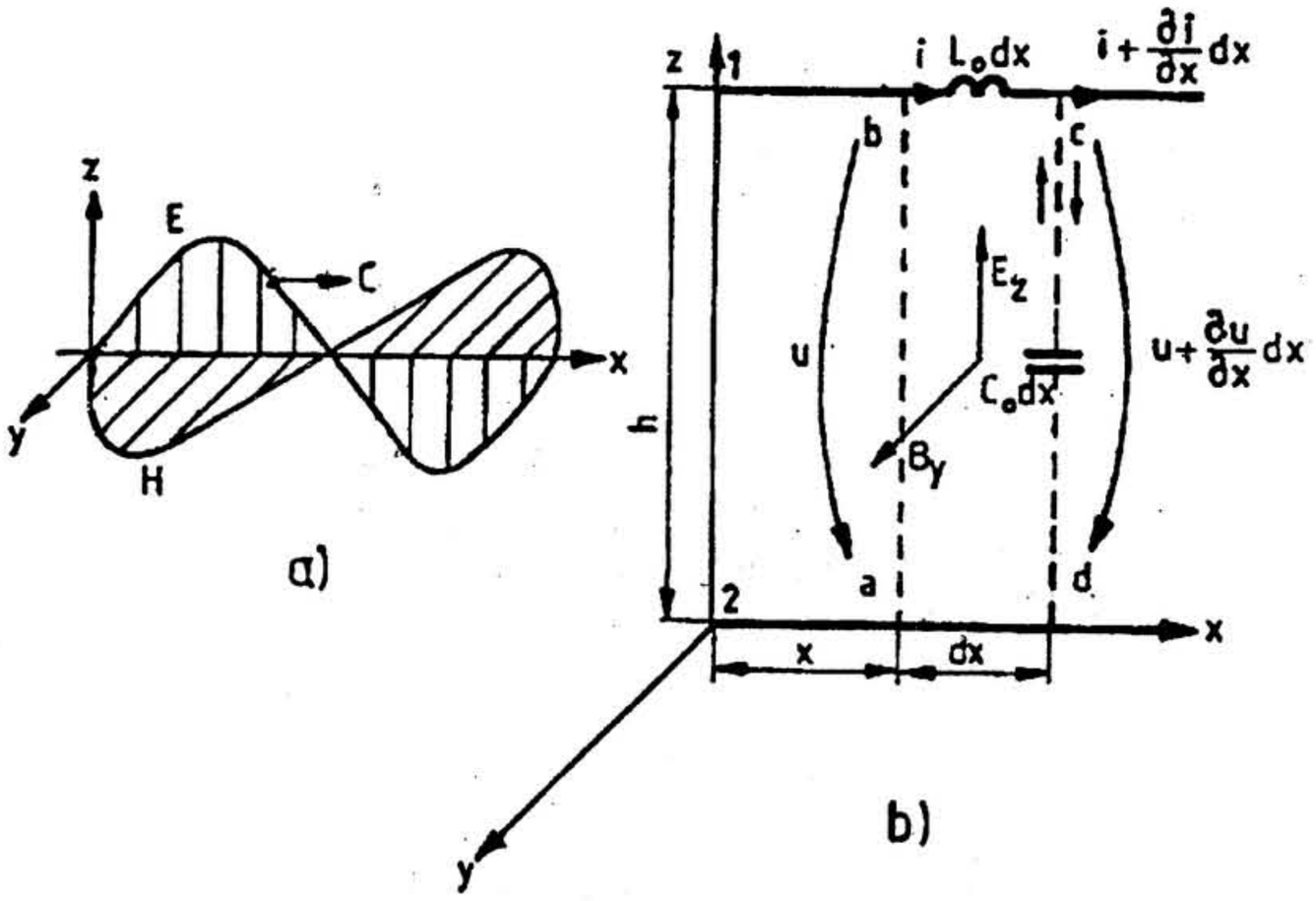


Fig.2.18. Unda plană:
a – câmpul *E* şi inducţia *B* de depărtare; *b* – relativ la efectul asupra unei linii

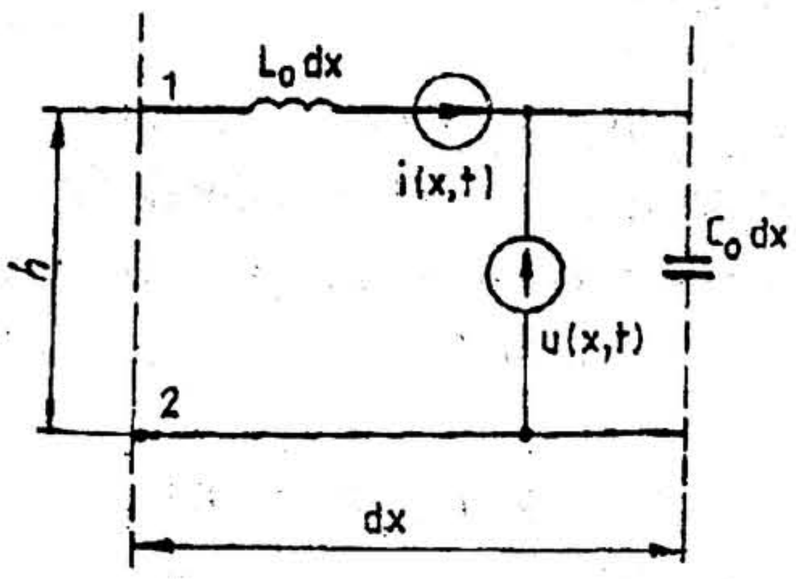


Fig.2.19. Schema echivalentă

Se observă că:

$$\begin{aligned} u &= u(x,t) \\ i &= i(x,t) \\ B_y &= B_y(x,z,t) \\ E_z &= E_z(x,z,t) \end{aligned} \tag{2.30}$$

Teorema întâi a lui Kirchhoff în nodul *c* se scrie:

$$i - [\,i + \frac{\partial i}{\partial x}\,\mathrm{d}x] = \underbrace{\mathrm{C}_0\,\mathrm{d}x\,\frac{\partial u}{\partial t}}_{i_d} - \underbrace{C_0\,\mathrm{d}x\,\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h E_z\,\mathrm{d}z}_{i_{dm}}\;; \tag{2.31}$$

unde C_0 este capacitatea pe unitatea de lungime a liniei.

Ultimul termen din dreapta ecuaţiei (2.31), adică i_{dm}, este datorat existenţei câmpului electric E_z şi modifică curentul de deplasare în condensatorul C_0 dx, datorat existenţei tensiunii $u(x+\mathrm{d}x)$. Din relaţia (2.31) se obţine:

$$\frac{\partial i}{\partial x} + C_0\frac{\partial u}{\partial t} = C_0\frac{\partial}{\partial t}\int_0^h E_z\,\mathrm{d}z \tag{2.32}$$

În relaţiile (2.29) şi 2.32) partea stângă reprezintă efectul, iar partea dreaptă cauza, adică excitaţiile de câmp electromagnetic legate între ele de relaţiile (2.26) şi (2.27).

Notă. S-a considerat că linia nu are pierderi. În cazul liniilor lungi, în absenţa componentelor E şi H, termenii din partea stângă se conservă, ca în relaţiile (2.29) şi (2.32), iar termenii din partea dreapta dispar.

Efectul radiaţiei electromagnetice asupra liniei electrice constă în aceea că linia este parcursă de curentul electric $i(x, t)$ şi că între cele două conductoare (*1*, *2*) apare tensiunea $u(x, t)$. Modelarea efectului radiaţiei este schiţat în fig. 2.19 prin:

* o sursă de curent $i(x, t)$ datorat variaţiei inducţiei magnetice în aria de suprafaţă $h_c\,dx$;

* o sursă de tensiune $u(x, t)$ ca urmare a existenţei unui câmp electric între conductoarele *1* şi *2* care formează linia.

Neutralizarea efectului radiaţiei electromagnetice se realizează cu ajutorul filtrelor, ecranelor, a spaţiilor (cabine) ecranate, după cum se arată în cap. 3, 4, 5.

2.5. DECUPLAREA OPTOELECTRICĂ

În tehnica măsurării şi în cea a prelucrării datelor (informatică) o soluţie convenabilă pentru neutralizarea cuplajelor rezistiv, inductiv, capacitiv, de radiaţie o constituie folosirea optocuploarelor şi a liniilor optoelectrice.

2.5.1. OPTOCUPLORUL

Acesta, sub forma unui circuit integrat, permite transmiterea unui semnal între două circuite separate galvanic. Rigiditatea dielectrică între cele două circuite, în funcţie de construcţie, este cuprinsă între 0,5 şi 6 kV [33].

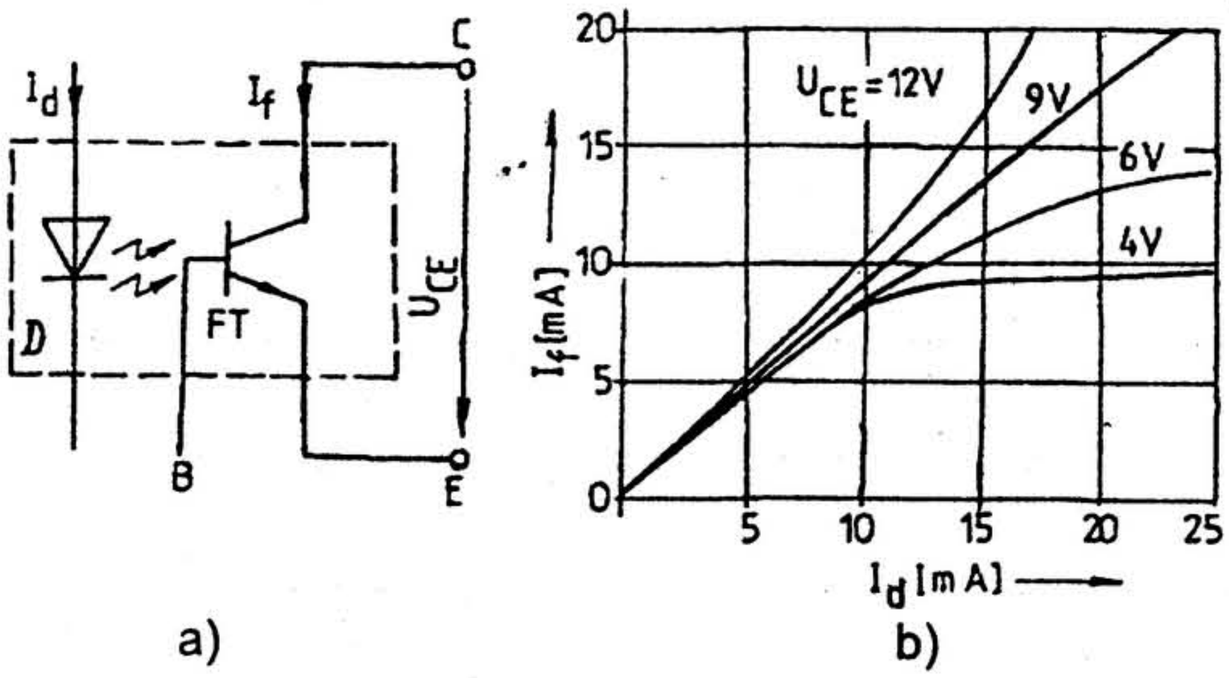


Fig.2.20. Optocuplorul:
a – schema electrică; *b* – caracteristica $I_f = f(U_{CE})$

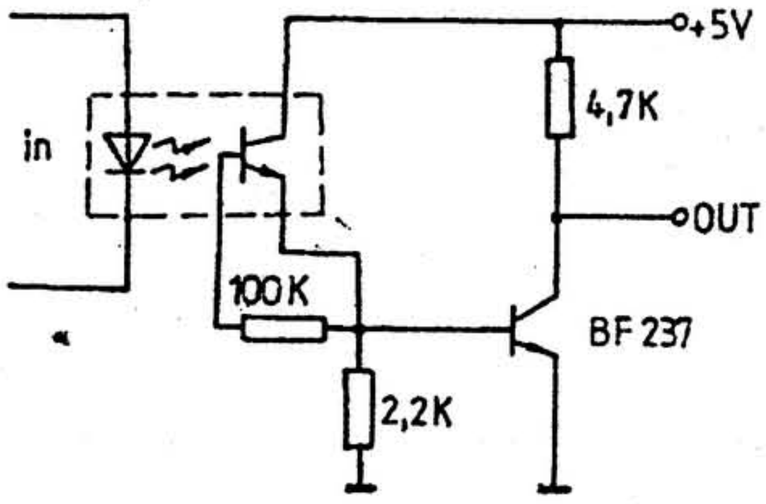


Fig.2.21. Schemă de utilizare pentru frecvenţe până la 100 kHz

În fig. 2.20, *a*, este dată schema electrică a unui optocuplor, care arată că acesta este format dintr-o diodă fotoemisivă D, ca emiţător şi fototranzistorul FT, ca

receptor, între care se află un material plastic transparent. Dioda D este de tipul GaAs şi la excitarea ei cu curentul I_d emite radiații în banda infraroşu. În timpul funcționării, din cauza temperaturii şi a câmpului electric existent între dioda emisivă şi fototranzistor, există tendința unei imigrații de ioni care se depun în special pe suprafața fototranzistorului şi care astfel alterează funcționarea dispozitivului. În scopul eliminării acestei disfuncționări, pe suprafața tranzistorului se depune un ecran de oțel transparent (transparent ion screen, TRIOS). Caracteristica de funcționare a unui optocuplor este dată în fig. 2.20, *b*, în care se vede dependența între fotocurentul I_f în funcție de curentul I_d, de excitație a diodei, având ca parametru tensiunea U_{CE} între colector şi emitor. În fig. 2.21 este dată o schemă de folosire a optocuplorului, cu un etaj de amplificare, schemă utilizabilă până la frecvența de 100 kHz.

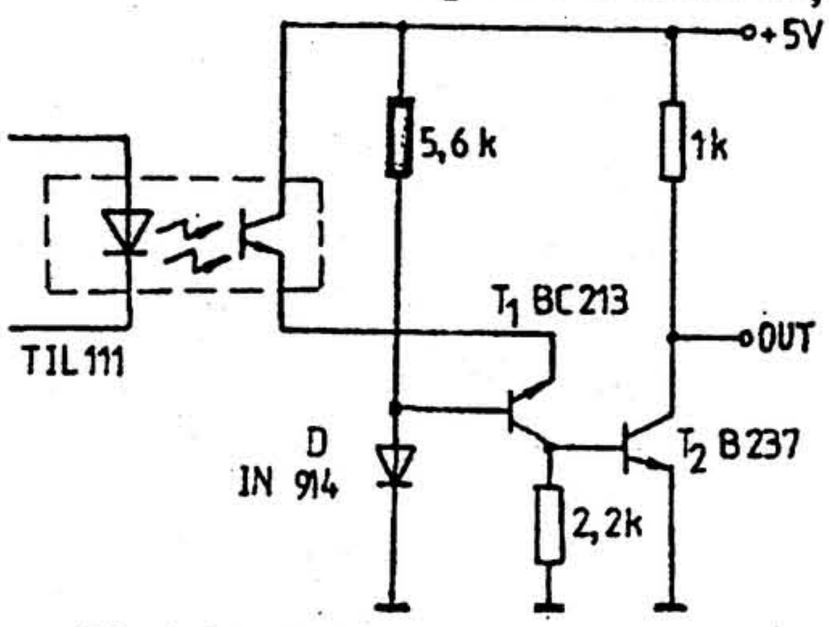


Fig.2.22. Relativ la diminuarea capacității bază-emitor

Banda de freevență a semnalului transferat printr-un optocuplor este limitată de timpul de ieşire din conducție a fototranzistorului. La stabilirea conducției capacitatea Miller se încarcă relativ rapid, descărcarea se realizează prin volumul de mare rezistență între bază şi emitor şi durează, în mod normal, până la 100 μs. Dacă însă în paralel cu baza-emitor se conectează o rezistență, se produce descărcarea capacității Miller. Cu cât această rezistență are o valoare mai mică, cu atât comutația este mai rapidă, dar, în acest caz, apare dezavantajul diminuării curentului fotonic şi deci a reducerii raportului de transfer al optocuplorului. În fig. 2.22 este dată o schemă cu ajutorul căreia se elimină acest inconvenient. Fototranzistorul funcționează cu o rezistență mică de intrare (20... 100 Ω) şi anume a tranzistorului T_1, al cărui punct de funcționare este determinat de căderea de tensiune în dioda D. În acest mod amplificarea în tensiune a fototranzistorului scade la valori mici (1... 10), dar în acelaşi timp tensiunea bază-colector nu scade sub 2 V. Următorul tranzistor T_2 asigură o amplificare convenabilă. Schema din fig.2.21 asigură o frecvență de transfer până la 100 kHz. Aici fototranzistorul lucrează pe impedanța de intrare a unui tranzistor în conexiunea emitor (1... 5 kΩ).

2.5.2. LINIA OPTICĂ

În cuplorul optic dioda luminescentă cât şi fototranzistorul sunt incluse în acelaşi integrat, transmisia radiației luminoase are loc printr-un material plastic transparent, care rezistă din punct de vedere dielectric la o tensiune de câțiva kilovolți. În cazul în care tresiunea între circuitele electrice cuplate optic este mai mare (10 kV... 1000 kV) izolația între cele două circuite electrice se realizează printr-o linie optică. Această linie, în tehnica telecomunicațiilor, înlocuieşte conductorul de cupru şi deci utilizarea liniei optice conduce la următoarele aspecte benefice:

a) Permite transferul de informații între circuite între care există diferențe de potențial importante;

b) Elimină cuplajele galvanic, inductiv, capacitiv;

c) Elimină folosirea conductoarelor de cupru şi deci a costurilor mari de materiale active.

Funcționarea liniei optice se bazează pe fenomenul reflexiei totale şi ca urmare prin structura liniei optice se urmăreşte producerea acestui fenomen [7]. Dacă lumina se propagă într-un mediu transparent, având indicele de refracție n = 1,6, viteza sa de propagare se micşorează de n ori față de viteza c a luminii în vid, adică:

$$c_n = \frac{c}{n} = \frac{300.000 \text{ km / s}}{1,6} = 187.500 \text{ [km / s]} \qquad (2.33)$$

Din punct de vedere constructiv, linia optică este realizată în două variante şi anume:

a) Linia optică fără gradient al indicelui de refracție. Un miez cilindric, de material sticlos cu diametrul de 50:.. 200 μm este învelit de o manta de sticlă al cărei indice de refracție este aproximativ 0,99 din indicele de refracție al miezului cilindric. În fig. 2.23 este reprezentată o secțiune longitudinală într-o asemenea linie optică, la care $n_2 \approx 0,99\ n_1$ şi deci $n_2 < n_1$. La pătrunderea unei radiații luminoase din aer în miezul central se produce un fenomen de refracție, definit prin relația cunoscută din lucrările de fizică [7]:

$$n_0 \sin\theta = n_1 \sin\gamma\,; \quad n_0 = 1 \qquad (2.34)$$

Dacă radiația luminoasă determină la trecerea din mediul *1* (miez sticlos) în mediul *2* (manta) un unghi $\gamma < \gamma_l$, unde γ_l este un unghi limită definit de relația:

$$\cos\gamma_l = \frac{n_2}{n_1} \qquad (2.35)$$

se produce fenomenul de reflexie totală.

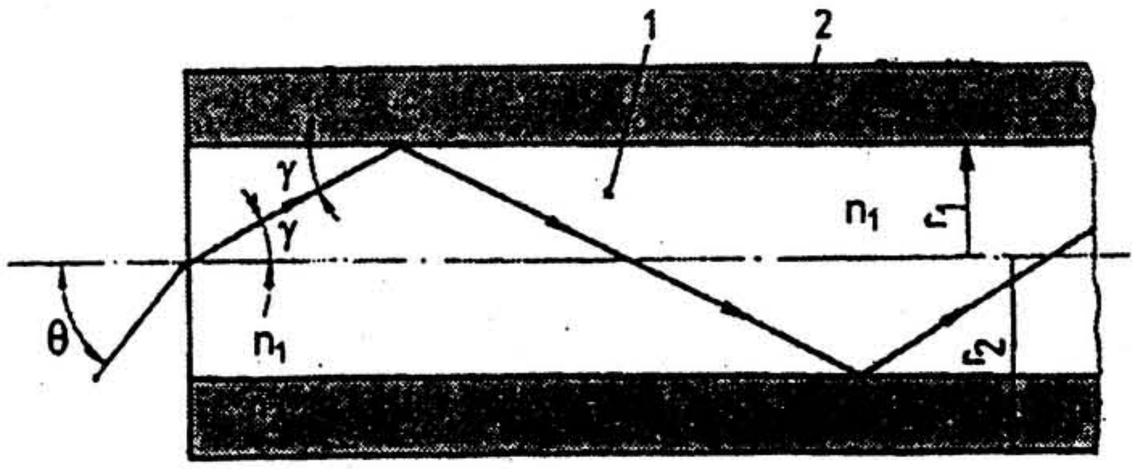


Fig.2.23. Principiul de funcţionare a liniei optice:
1 – miez sticlos; *2* – manta; $n_2 < n_1$

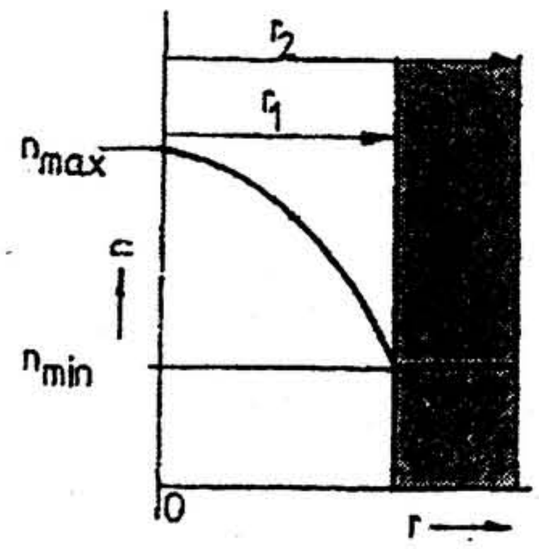


Fig.2.24. Linie optică cu gradient

Spre exemplu, dacă n_2/n_1 = 0,99 rezultă γ_l = 8,1°. Acest proces de reflexie totală se repetă în lungul liniei optice, iar în cele din urmă semnalul optic este transmis pe lungimi mari. În relația 2.34, dacă unghiul γ capătă o valoare limită γ_l, urmează că este necesar ca şi unghiul θ să capete o valoare limită θ_d, care se numeşte *unghi de deschidere*. Spre exemplu dacă n_1=1,5 şi γ_l = 8,1 ° rezultă:

$$\sin \theta_d = n_1 \sin \gamma_l \tag{2.36}$$

$$\sin \theta_d = 1{,}5 \cdot \sin 8{,}1 = 0{,}211 \; ; \quad \theta_d = 12{,}21^\circ \tag{2.37}$$

b) Linia optică cu gradient al indicelui de refracție. Un neajuns al liniei optice fără gradient al indicelui de refracție îl constituie limitarea în frecvență a semnalului transmis. Lumina intră în linia optică sub diferite unghiuri, cuprinse între θ şi θ_d şi la diferite lungimi de undă. O parte a fasciculului luminos se poate propaga cvasidirect, după direcția axială a liniei optice, în timp ce alte fascicule parcurg un drum în zig-zag. Acest neajuns este eliminat la linia optică cu gradient al indicelui de refracție. În fig.2.24 se observă că miezul liniei optice are în axa sa indicele de refracție n_{max} cel mai mare, apoi indicele de refracție scade parabolic ajungând la valoarea n_{min}, valoare care se menține şi în manta. Traseul fasciculului de lumină apare sub forma unei unde, ca în fig.2.25. La un unghi de intrare θ_1 mai mare traseul parcurs este mai lung, dar într-un mediu cu indice de refracție mai mic, deci cu viteza de propagare mai mare. La un unghi de intrare θ_2 mai mic traseul este mai scurt, dar într-un mediu cu indice de refracție mai mare, deci cu viteza de propagare mai mică. În acest mod cele două fascicule de lumină ajung la destinație cu o diferență minimală de timp, spre exemplu de +0,1 ns/km, după cum se arată în lucrarea [9].

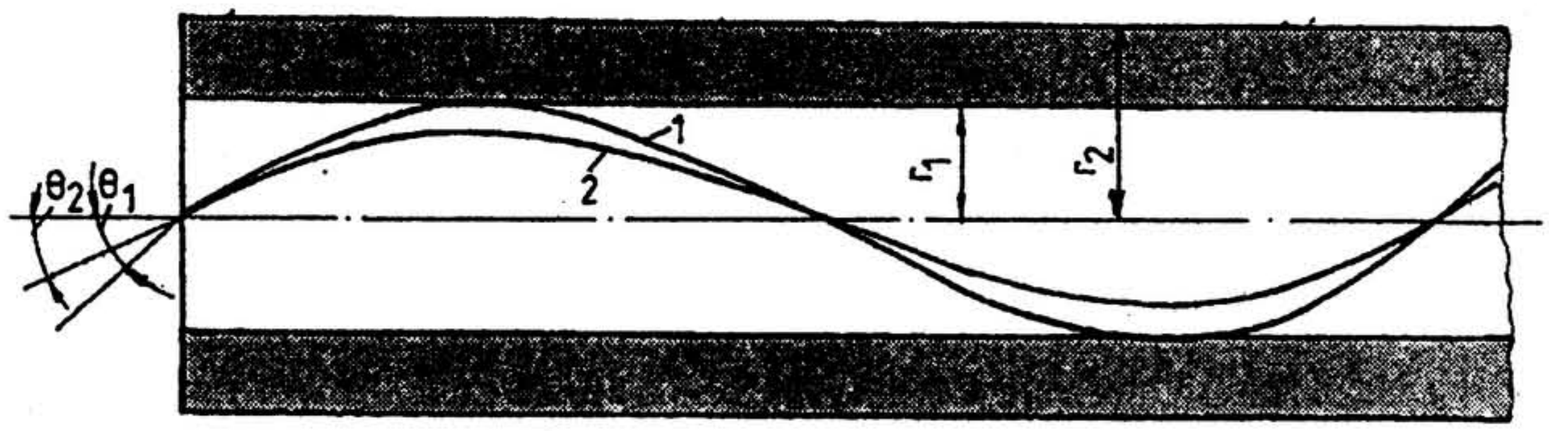


Fig.2.25. Traseul luminii pentru două unghiuri: θ_1 şi θ_2

Aplicații. În tehnica telecomunicațiilor, informatică, linia optică are multiple aplicații. În fig.2.26 este schițat principiul transmisiei optoelectrice. Un semnal electric este convertit în semnal luminos cu ajutorul unei diode luminescente. Aceasta transmite semnalul, prin intermediul liniei optice, unui fototranzistor sau unei fotodiode, care realizează o conversie a luminii în semnal electric. În fig.2.27 se prezintă o schemă (după lucrarea [39]) folosită la măsurarea unor mărimi electrice (curenți) aflate sub tensiune înaltă, sau neelectrice (presiuni). În figura menționată senzorul de mărime este şuntul coaxial *1*. Urmărind legenda figurii se poate explica funcționarea schemei. Esențial este faptul că emițătorul se află la tensiune înaltă, cu sursa proprie de alimentare (acumulator), iar receptorul se află la potențialul pământului.

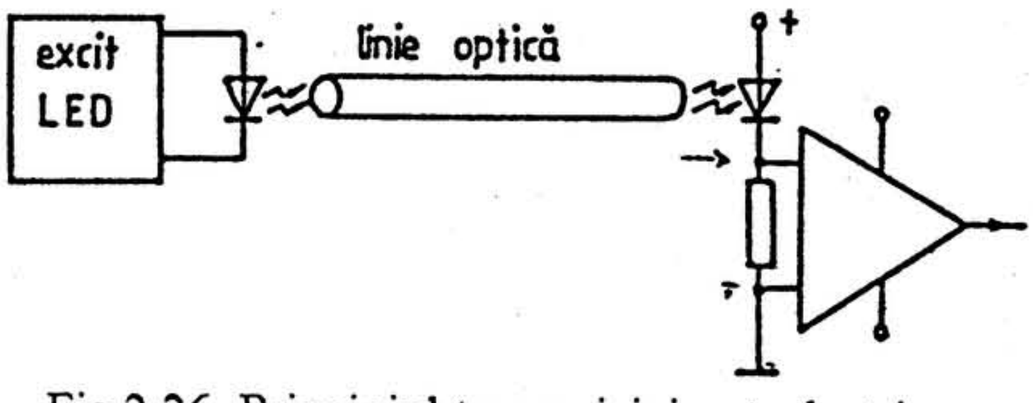


Fig.2.26. Principiul transmisiei optoelectrice

Se mai observă existența convertorului tensiune-frecvență în structura emițătorului şi a convertorului frecvență-tensiune în structura receptorului. Banda de frecvență transmisă este de 50 kHz, cu o atenuare mai mică de 2 dB.

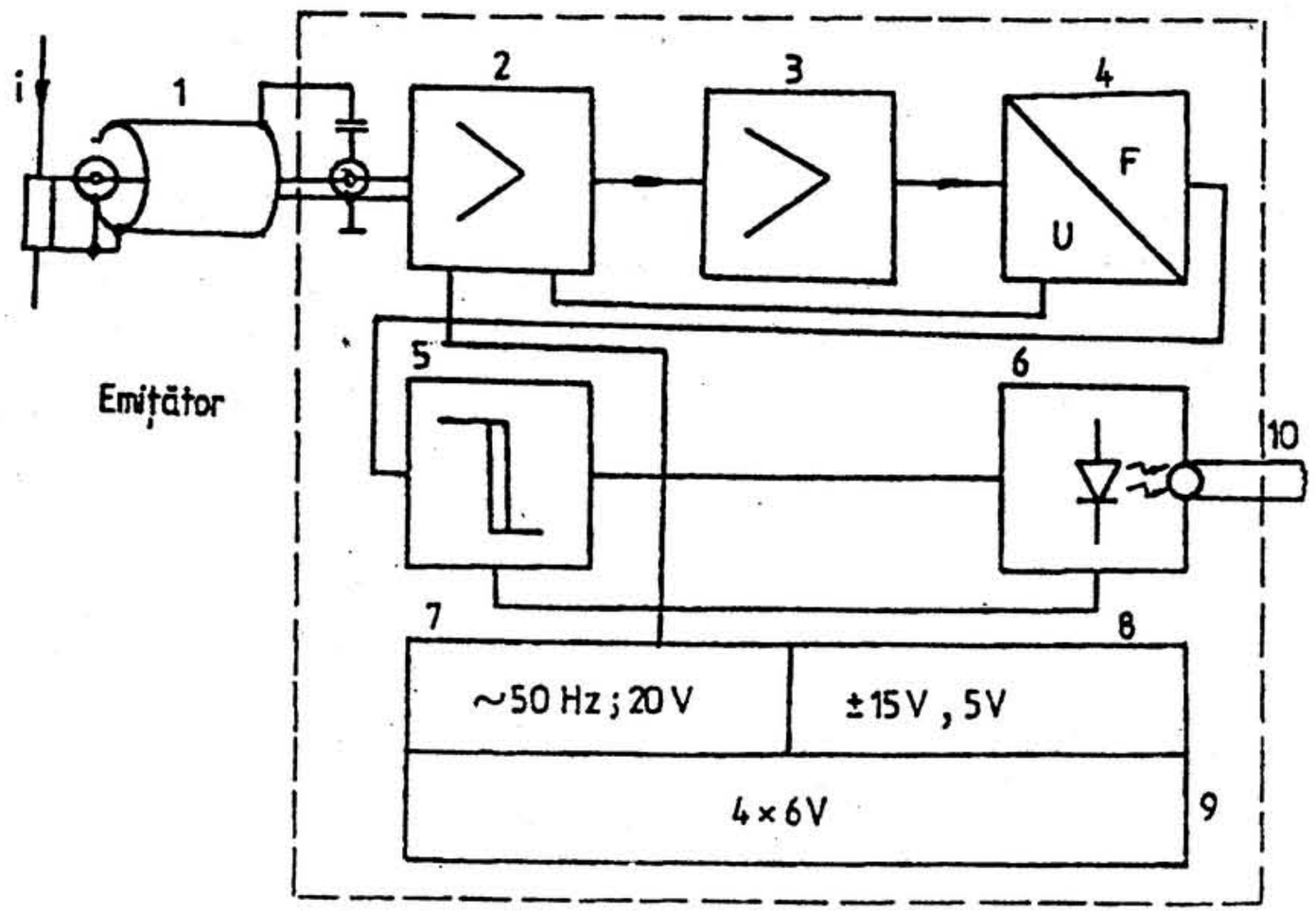


Fig.2.27. Schema bloc pentru măsurarea curentului sub potenţial înalt:
1 – şunt coaxial; *2* – preamplificator cu trepte multiple; *3* – adaptor; *4* – convertor tensiune-frecvenţă; *5* – monostabil; *6* – emiţător de lumină; *7* – oscilator 50 Hz, 20 V; *8* – sursă de ±5 V; *9* – acumulator 4 × 6 V, 3 Ah; *10* – linie optică; *11* – convertor optoelectric; *12* – convertor frecvenţă-tensiune; *13* – filtru; *14* – reglaj de zero

Notă. Liniile optice de mare performanţă (atenuare mică, frecvenţă mare) se realizează din material anorganic sticlos. În prezent se realizează şi linii optice din materialele plastice, la costuri de achiziţie convenabile, mai ales pentru instalaţii de comandă care necesită impulsuri singulare sau frecvenţe mai reduse, spre exemplu 10 kHz, situaţii care apar în schemele de încercări sintetice [13].

2.6. DECUPLAREA CU TRANSFORMATOR

Decuplarea galvanică cu ajutorul transformatorului de separare constituie o soluție aplicabilă în cazul legării la pământ a sistemului în două puncte diferite.

2.6.1. TRANSFORMATOR DE SEPARARE PENTRU SEMNALUL UTIL

În fig.2.28, *a*, se observă cuplajul galvanic pe segmentul de circuit *A-B*. Prin introducerea între sursă şi receptor a transformatorului de separare, ca în fig.2.28, *b*, dispare cuplajul galvanic. Există însă un cuplaj capacitiv, datorat capacității parazite C_p între cele două înfăşurări ale transformatorului. Pentru frecvențe relativ reduse, (sub 10 kHz) reactanța capacitivă corespunzătoare este suficient de mare. O soluție mai bună este prezentată în fig.2.28, *c*, în care transformatorul de separare este prevăzut cu un ecran între înfăşurările transformatorului, astfel că curentul determinat de transiunea electromotoare $\underline{E}_d$ se închide prin capacitatea parazită C_{p1}.

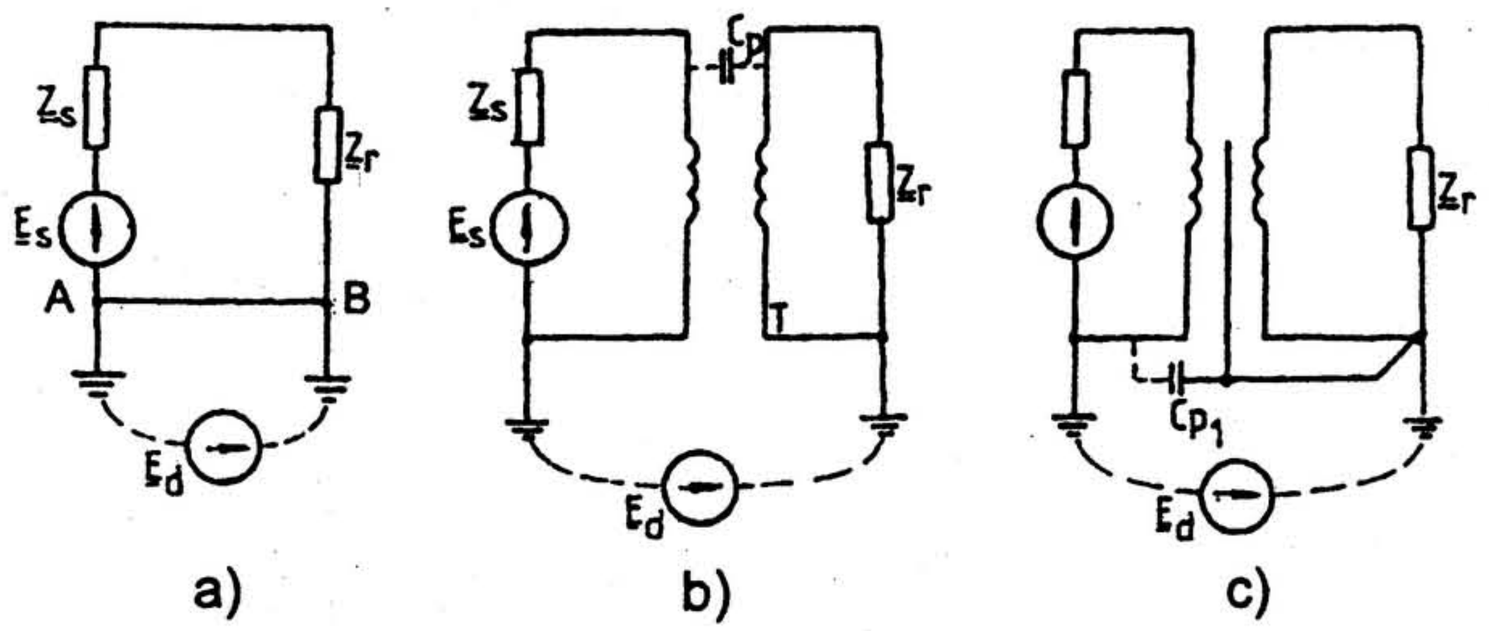


Fig.2.28. Relativ la transformatorul de separare pentru semnalul util:
a – fără transformator; *b* – cu transformator; *c* – transformator cu ecran

2.6.2. TRANSFORMATOR DE NEUTRALIZARE

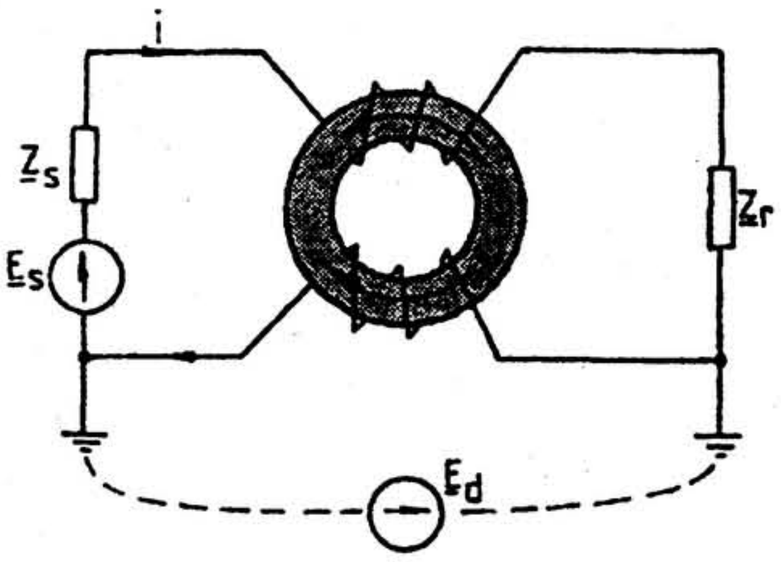


Fig.2.29. Transformator de neutralizare

Transformatorul de separare, prezentat în paragraful precedent, nu transferă o eventuală componentă de curent continuu a semnalului util. Pentru a realiza şi un asftel de transfer se utilizează un transformator de neutralizare, care este constituit din două înfăşurări bobinate pe un miez de ferită, ca în fig.2.29. Sensul de bobinaj al celor două înfăşurări determină, dacă semnalul este contratact, un flux magnetic practic nul în miezul de ferită şi deci pentru semnalul util ferita astfel bobinată nu oferă o reactanță semnificativă. Pentru un semnal în acelaşi tact, care ar putea proveni fie din cauza tensiunii electromotoare $\underline{E}_d$, fie din cauza unui cuplaj inductiv într-o buclă în care o latură a buclei este formată de pământ, cele două bobine funcționează ca reactanțe însumatoare.

Un efect similar se obține cu montajul din fig.2.30, în care se observă clar că solenația pentru semnalul contratact este nulă, în timp ce solenația pentru semnalul în acelaşi tact este sumatoare.

O soluție încă mai bună pentru conexiunea între sursă şi receptorul plasat într-o cabină de măsurare (vezi fig.2.13) este prezentată în fig.2.31, în care cablul coaxial este aşezat în golul feritelor coaxiale, iar ansamblul este plasat într-un ecran metalic conectat la pământ la ambele extremități.

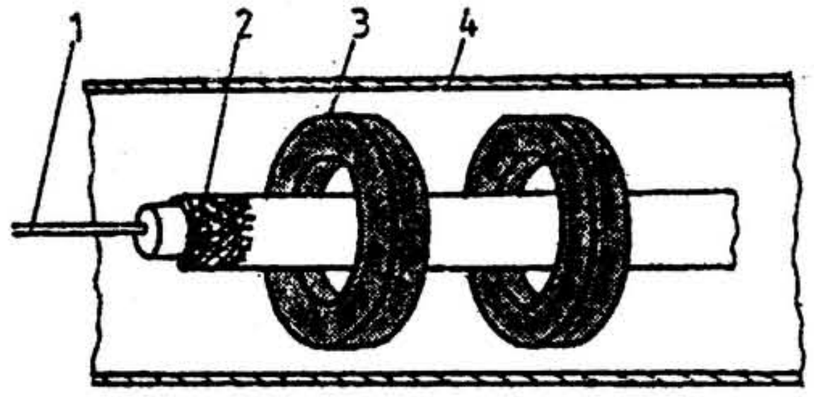


Fig.2.31. Conexiune între sursă şi receptor:
1 – conductor central al cablului coaxial; *2* – mantaua cablului coaxial; *3* – ferită toroidală; *4* – ecran tubular

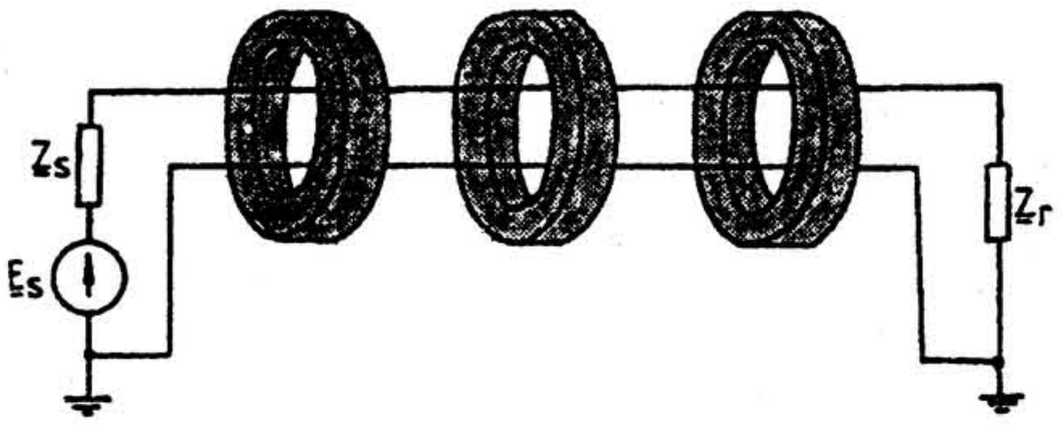


Fig.2.30. Ferite drept miez al transformatorului de neutralizare

2.6.3. TRANSFORMATOR DE REȚEA

Prin construcția sa, transformatorul de alimentare dintr-un aparat electronic oferă o separare galvanică între înfăşurările primară şi cea secundară. Totuşi capacitatea parazită între cele două înfăşurări facilitează interferența asupra circuitelor electronice, cu semnale parazite care se transmit din rețeaua de alimentare cu energie electrică. În plus este necesar să se țină seama că transformatorul de putere, din postul de transformare, are neutrul conectat la priza de pământ a postului de transformare, iar miezul transformatorului de rețea din aparatul electronic se conectează, din motive de protecție împotriva electrocutării, la priza de pământ a clădirii în care se află instalat aparatul electronic.

În vederea eliminării interferenței care ar putea proveni din rețeaua de alimentare, transformatorul de rețea al aparatului electronic este prevăzut cu trei ecrane. În fig.2.32 se reprezintă schematic transformatorul de rețea şi poziția lui în raport cu transformatorul de putere aflat în postul de transformare. Neutrul transformatorului T_1, din postul de transformare este legat la priza de pământ P_1. Miezul transformatorului T_2 împreună cu ecranul *Ec1* sunt legate la priza de pământ P_2. Înfăşurarea primară este ecranată de ecranul *Ec2*, la care este conectată o extremitate a înfăşurării primare, care astfel este polarizată în sensul că extremitatea conectată la ecranul *Ec2* va primi alimentare din conductorul *N* (neutru). Înfăşurarea secundară a transformatorului T_2 este ecranată de ecranul *Ec3*, la care se conectează o extremitate a înfăşurării secundare. Dacă înfăşurarea secundară are punct median accesibil (cerut de schema de redresare), acest punct median se conectează la ecranul *Ec3*.

Conexiunile din fig.2.32 oferă următoarele efecte benefice:

a) *Neutralizarea efectului tensiunii electromotoare* $\underline{E_d}$. Curentul produs de această tensiune se închide pe traseul punctat fără a influența înfăşurările

transformatorului T_2. Valoarea acestui curent este limitată de reactanţa capacitivă a capacităţii $C_1 \approx 500...\ 1000$ pF, adică $\underline{I}_p = \underline{E}_d \cdot j\omega C_1$;

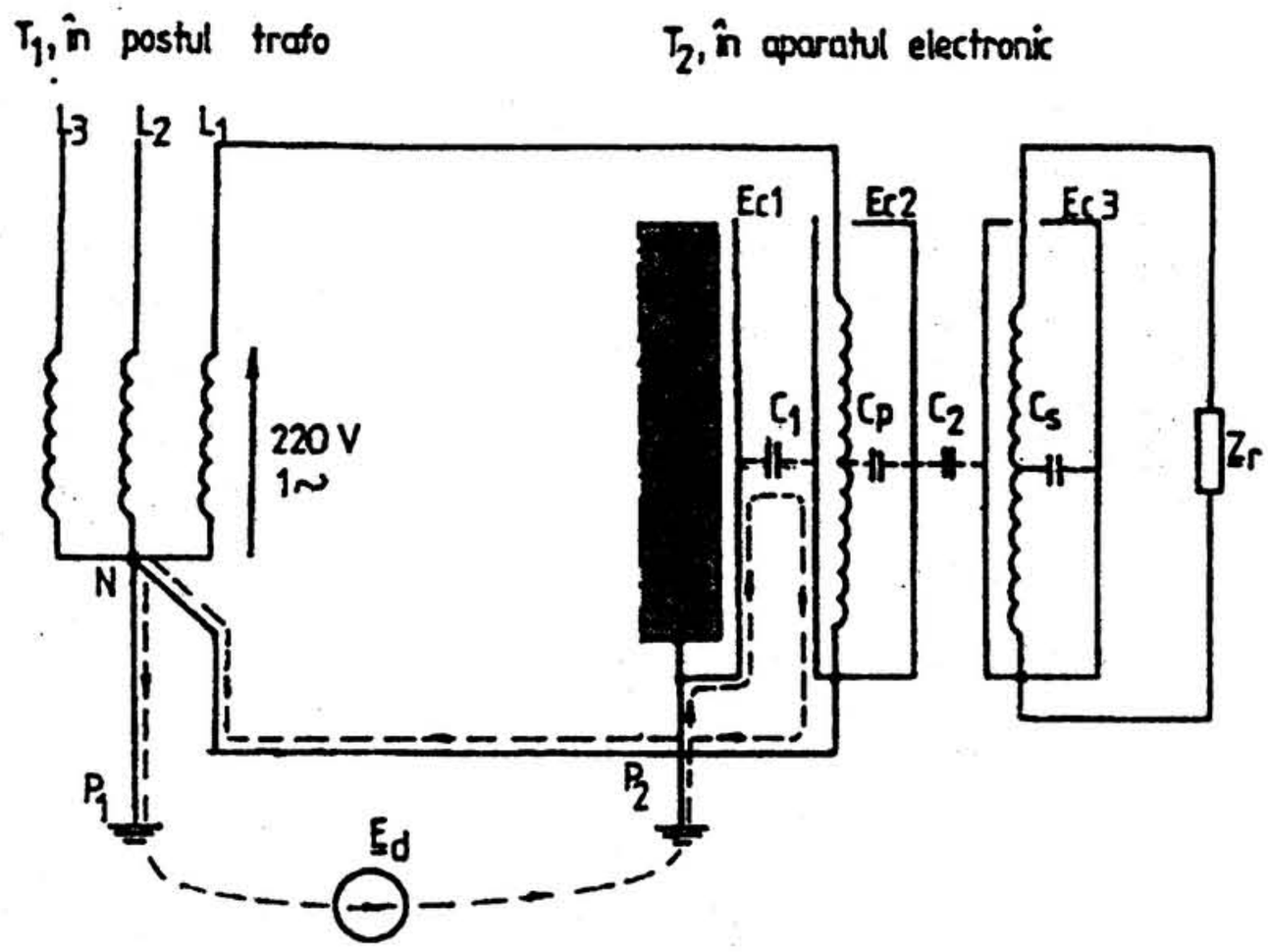


Fig.2.32. Ecranele transformatorului de reţea într-un aparat electronic

b) *Capacitate minimă între înfăşurarea primară şi cea secundară.* Din punct de vedere static ecranul *Ec 2* se află la potenţialul înfăşurării primare, iar ecranul *Ec 3* se află la potenţialul înfăşurării secundare. Din acest punct de vedere (static) acceptarea existenţei capacităţilor parazite C_p şi C_s nu are sens. Dacă însă înfăşurarea primară este parcursă de un curent de frecvenţă mai mare (de exemplu 10 kHz), între extremităţile înfăşurării apare o diferenţă de potenţial şi deci apare o capacitate parazită C_p, respectiv C_s, în secundar. Astfel capacitatea rezultantă, la frecvenţe ridicate, între înfăşurările primară şi secundară este:

$$C_{rez} = \frac{1}{\frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_2}} \tag{2.38}$$

Chiar dacă valoarea capacităţii C_2 este mare, valoarea rezultantă C_{rez} este determinată de capacităţile C_p şi C_s, care sunt relativ mici.

Astfel dacă $C_p \approx C_s = 10$ pF şi $C_2 = 10\,000$ pF, capacitatea rezultantă $C_{rez} \approx 5$ pF.

Notă. În cazul conexiunii cu punct median al înfăşurării secundare, capacitatea C_s este mai mică şi deci şi C_{rez} este mai mică. Ecranele *Ec 1*, *Ec 2*, *Ec 3* se realizează din tolă subţire sub forma unei spire deschise.

2.6.4. BORNELE „HIGH" ŞI „LOW"

Voltmetrele electronice sunt echipate cu asemenea borne. În fig.2.33 se prezintă schematic poziţia unui voltmetru electronic în raport cu prizele de pământ P_1, P_2, P_3. Borna „LOW" nu se leagă la pământ (carcasă), ci la masa aparatului, care este izolată

față de carcasa aparatului. Aceasta, din motive de protecție împotriva electrocutării, se leagă la pământul de protecție P_2.

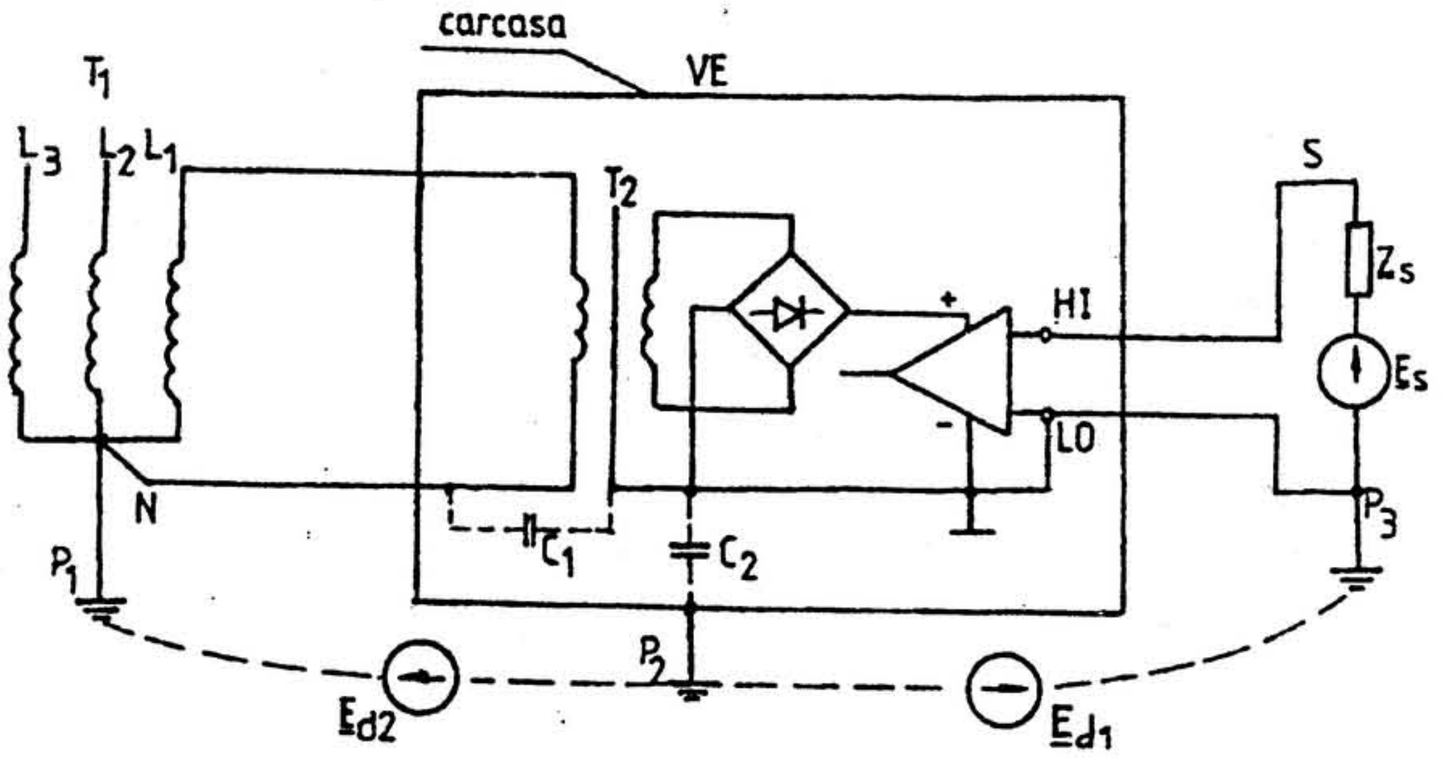


Fig.2.33. Bornele „HIGH" şi „LOW":
T – transformator în postul de transformare; *VE* – voltmetru electronic; *S* – senzor

Transformatorul de rețea T_2 dispune de un ecran care se leagă la masa aparatului. Capacitatea parazită C_2, prin reactanța sa, limitează curentul de interferență (galvanică) datorat sursei de interferență $\underline{E}_{d2}$. Capacitățile parazite C_1 şi C_2, conectate în serie, limitează influența sursei de interferență $\underline{E}_{d2}$.

În fig. 2.34 se prezintă o schemă electrică cu ajutorul căreia se obține o şi mai mare diminuare a interferenței datorate tensiunii electromotoare $\underline{E}_d$. Voltmetrul electronic este izolat, în locul de aşezare, față de pământ, astfel că limitarea curentului, datorat sursei perturbatoare $\underline{E}_d$, este semnificativă datorită impedanței mari formate la conectarea în paralel a capacității parazite C_2 cu rezistența de izolație R_2. Cu atât mai mult borna „LOW" va fi ferită de interferență datorită impedanței mari oferite de capacitatea C_1 conectată în paralel cu rezistența de izolație R_2. Schema din fig. 2.33 oferă protecție şi împotriva interferențelor de natură inductivă şi de acelaşi tact.

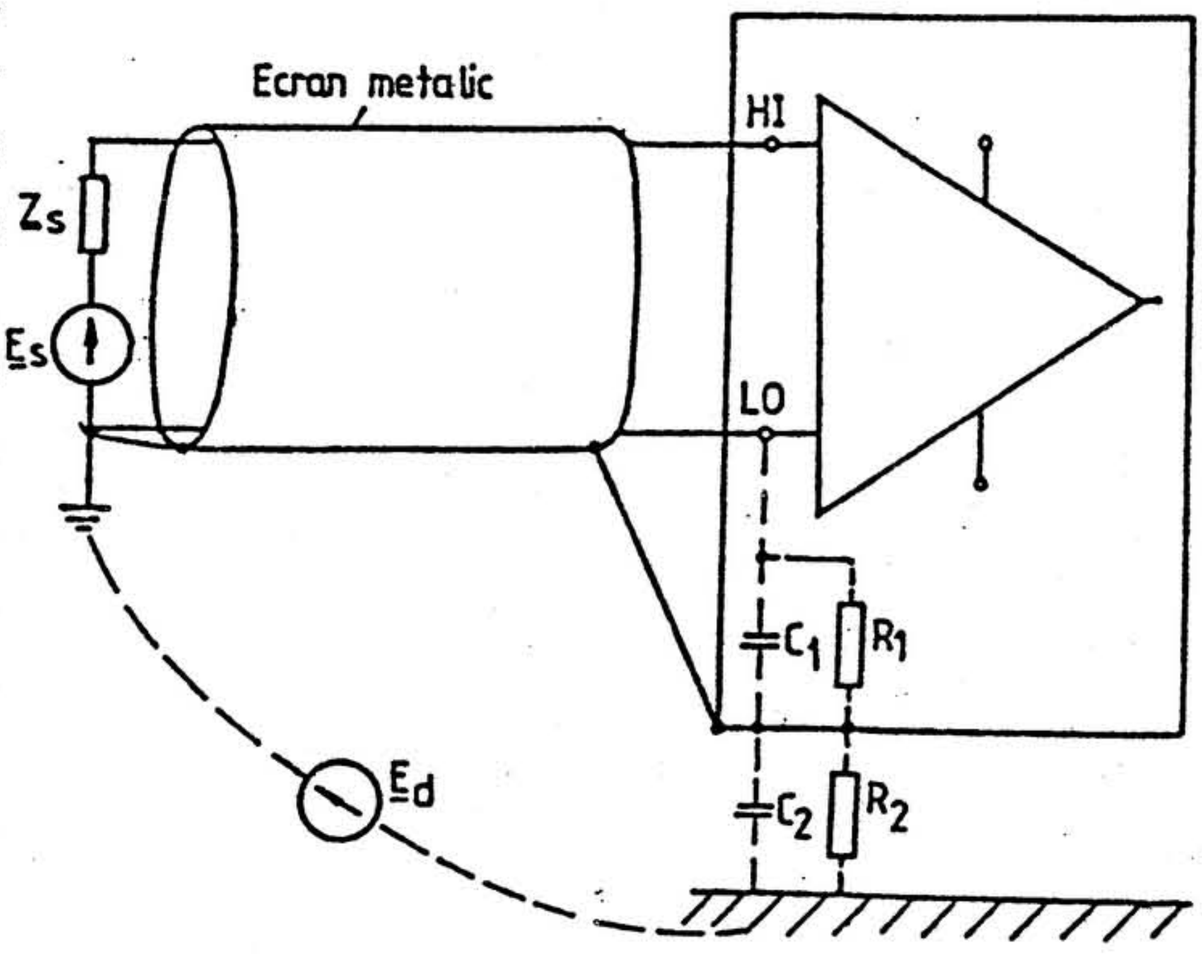


Fig.2.34. Carcasa voltmetrului electronic ia potențialul pământului, uşor fluctuant, prin intermediul ecranului metalic

2.7. CABLUL COAXIAL

Într-un sistem de transmitere a informației, între senzor şi aparatul de măsurat, ca una din variantele posibile, se poate folosi un cablu coaxial.

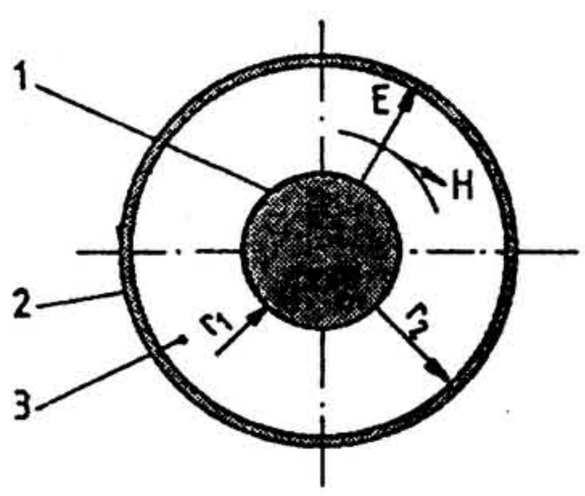


Fig.2.35. Secţiune transversală în cablul coaxial

În fig.2.35 este dată secțiunea transversală într-un cablu coaxial. Acesta este construit dintr-un conductor central *1*, un conductor coaxial sub formă cilindrică *2*, între care se află izolația *3*. Pentru a diminua efectul pelicular şi pentru a oferi o flexibilitate acceptabilă, conductorul *1* se realizează din liță multiplă de Cu. Conductorul *2* se realizează di liță de Cu sub forma unui ciorap. Între conductoarele *1* şi *2* se află izolația din material sintetic (polietilen, polistirol, teflon ş.a.). Peste conductorul *2* se practică un înveliş izolant. La un cablu coaxial cu un singur ecran atât conductorul central *1*, cât şi ecranul *2* sunt conductoare active şi fac parte din acelaşi circuit. Motivația folosirii cablului coaxial în tehnica CEM este următoarea:

* Câmpul magnetic exterior cablului coaxial (în funcțiune) este nul. Ca urmare o conexiune cu cablu coaxial nu determină un cuplaj inductiv pentru alte circuite.

* Ca urmare a structurii coaxiale şi a grosimii mici de izolație între conductoarele active, inductivitatea lineică este relativ redusă.

Notă. La un cablu coaxial izolaţia între conductorul central şi ecran este sediul undelor electromagnetice transversale (TEM).

2.7.1. CABLUL COAXIAL CA LINIE LUNGĂ

Reiterarea ecuațiilor de propagare pe linii lungi este necesară în scopul ce interesează tehnica CEM, şi anume:

* Adaptarea cablului de măsurare la extremitate cu impedanța caracteristică;

* Dimensionarea cablului coaxial în vederea obținerii unei impedanțe caracteristice de valoare dată;

* Determinarea experimentală a impedanței caracteristice a unui cablu coaxial.

În fig.2.36 este dată schema electrică echivalentă necesară determinării ecuațiilor de propagare. Constantele lineice sunt cunoscute şi anume R_0, L_0, G_0, C_0. Valorile tensiunii $\underline{U}$ şi curentului $\underline{I}$ se mențin constante pe lungimea elementară dx. Prin această ipoteză de calcul se neglijează mărimile infinit mici de ordinul doi:

Teorema a doua a lui Kirchhoff pe conturul *a*, *b*, *c*, *d* se scrie:

$$\underline{U} - \left(\underline{U} - \frac{\partial \underline{U}}{\partial x}\,\mathrm{d}x\right) = (R_0 + \mathrm{j}\omega L_0)\,\underline{I}\,\mathrm{d}x \qquad (2.39)$$

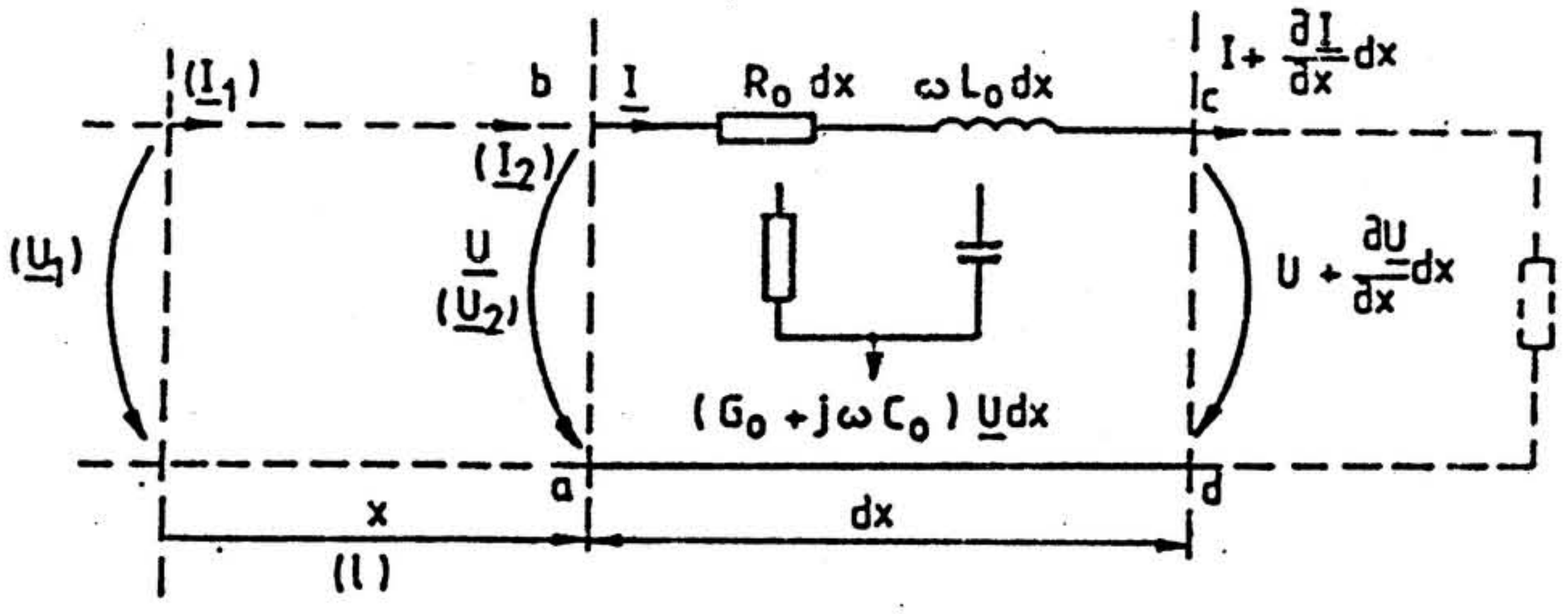


Fig.2.36. Cablul coaxial ca linie lungă

sau

$$-\frac{\partial \underline{U}}{\partial x} = (R_0 + j\omega L_0)\,\underline{I} \tag{2.40}$$

Prima teoremă a lui Kirchhoff în nodul *c* se scrie:

$$\underline{I} - \left(\underline{I} - \frac{\partial \underline{I}}{\partial x}\,dx\right) = (G_0 + j\omega C_0)\,\underline{U}\,dx \tag{2.41}$$

sau

$$-\frac{\partial \underline{I}}{\partial x} = (G_0 + j\omega C_0)\,\underline{U} \tag{2.42}$$

Se derivează ecuația (2.40) şi împreună cu relația (2.42) conduce la:

$$\frac{d^2 \underline{U}}{d\,x^2} = (R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)\,\underline{U} \tag{2.43}$$

Se notează constanta de propagare:

$$\gamma = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = \alpha + j\beta \tag{2.44}$$

unde:

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}(-R_0G_0 + \omega^2 L_0C_0) + \frac{1}{2}\sqrt{(R_0^2 + \omega^2 L_0^2)(G_0^2 + \omega^2 C_0^2)}} \tag{2.45}$$

$$\alpha = \frac{\omega(R_0C_0 + L_0G_0)}{2\beta} \tag{2.46}$$

Pentru o linie cu pierderi mici $R_0 \to 0$ şi $G_0 \to 0$, rezultând:

$$\beta = \omega\sqrt{L_0C_0}\;;\;\; \alpha = 0;\;\; \gamma = j\omega\sqrt{L_0C_0} \tag{2.47}$$

Relația (2.43) devine ecuația diferențială:

$$\frac{d^2 \underline{U}}{d\,x^2} - \gamma^2 \underline{U} = 0 \tag{2.48}$$

cu soluția:

$$\underline{U} = C_1 e^{\gamma x} + C_2 e^{-\gamma x} \tag{2.49}$$

Din relația (2.40) se obține:

$$\underline{I} = -\frac{d\underline{U}}{dx} \cdot \frac{1}{R_0 + j\omega L_0} \tag{2.50}$$

Prin derivarea ecuației (2.49) rezultă:

$$\frac{d\underline{U}}{dx} = \gamma (C_1 e^{\gamma x} - C_2 e^{-\gamma x}) \tag{2.51}$$

care se introduce în relația (2.50) şi se obține:

$$\underline{I} = -\frac{\gamma}{R_0 + j\omega L_0} \left(C_1 e^{\gamma x} - C_2 e^{-\gamma x} \right) = \frac{C_2}{\underline{Z}_c} e^{-\gamma x} - \frac{C_1}{\underline{Z}_c} e^{\gamma x} \tag{2.52}$$

relație în care *impedanța caracteristică* s-a notat cu:

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}} \tag{2.53}$$

Determinarea constantelor C_1 şi C_2

$$\begin{aligned} &\text{Pentru} \quad x = 0; \quad \underline{U} = \underline{U}_1; \quad \underline{I} = \underline{I}_1 \\ &\text{Pentru} \quad x = l; \quad \underline{U} = \underline{U}_2; \quad \underline{I} = \underline{I}_2 \end{aligned} \tag{2.54}$$

Din relația (2.49) pentru $x = 0$ rezultă:

$$U_1 = C_1 + C_2 \tag{2.55}$$

Din relația (2.52) pentru $x = 0$ se obține:

$$\underline{Z}_c \underline{I}_1 = C_2 - C_1 \tag{2.56}$$

Din ultimele două relații se obțin constantele:

$$C_1 = \frac{\underline{U}_1 - \underline{Z}_c \underline{I}_1}{2}; \quad C_2 = \frac{\underline{U}_1 + \underline{Z}_c \underline{I}_1}{2} \tag{2.57}$$

Constantele C_1 şi C_2 se introduc în soluția generală (2.49) pentru $x = l$ şi se obține:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} - \underline{Z}_c \underline{I}_1 \frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \tag{2.58}$$

sau

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_1 \cosh \gamma l - \underline{Z}_c \underline{I}_1 \sinh \gamma l \tag{2.59}$$

Constantele C_1 şi C_2 se introduc de asemenea în relația (2.52) pentru $x = l$:

$$\underline{I}_2 = \underline{I}_1 \frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} - \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} \frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} \tag{2.60}$$

sau

$$\underline{I}_2 = \underline{I}_1 \cosh \gamma l - \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} \sinh \gamma l \tag{2.61}$$

Nota 1. În relaţiile (2.59) şi (2.61) mărimile electrice $\underline{U}_2$ şi $\underline{I}_2$ mai depărtate de sursă sunt descrise în funcţie de mărimile $\underline{U}_1$ şi $\underline{I}_1$ mai aproape de sursă. Din relaţiile (2.59) şi (2.61) se extrag:

$$\underline{U}_1 = \frac{\underline{U}_2}{\cosh \gamma l} + \underline{Z}_c \underline{I}_1 \frac{\sinh \gamma l}{\cosh \gamma l}, \tag{2.62}$$

$$\underline{I}_1 = \frac{I_2}{\cosh \gamma l} + \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} \frac{\sinh \gamma l}{\cosh \gamma l} \tag{2.63}$$

Din ultimele două relaţii se obţine:

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_2 \cosh \gamma l + \underline{Z}_c \underline{I}_2 \sinh \gamma l \tag{2.64}$$

În mod similar:

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_2 \cosh \gamma l + \frac{\underline{U}_2}{\underline{Z}_c} \sinh \gamma l \tag{2.65}$$

Relaţiile (2.64) şi (2.65) descriu mărimile mai aproape de sursă în funcţie de mărimile care se află mai departe de sursă.

Nota 2. Expresiile (2.49) şi (2.52) arată că atât unda de tensiune, cât şi unda de curent sunt constituite dintr-o undă directă, care conţine exponenţiala $e^{-\gamma x}$ şi o componentă reflectată, care conţine exponenţiala $e^{+\gamma x}$.

2.7.2. CABLUL COAXIAL ADAPTAT

În fig.2.37 se arată cum cablul coaxial se termină cu impedanţa $\underline{Z}_2$. Se urmăreşte observarea influenţei acestei impedanţe asupra undei reflectate.

Din relaţia (2.49) rezultă expresiile în tensiune:

* pentru *unda directă*, cu amortizare pentru x crescător:

$$\underline{U}_d = C_2 e^{-\gamma x} \tag{2.66}$$

* pentru *unda reflectată*, cu creştere pentru x crescător:

$$\underline{U}_r = C_1 e^{+\gamma x} \tag{2.67}$$

Din relaţia (2.52), în mod similar, se obţin expresiile în curent:

* pentru *unda directă*, cu amortizare pentru x crescător:

$$\underline{I}_d = \frac{C_2}{\underline{Z}_c} e^{-\gamma x} = \frac{\underline{U}_d}{\underline{Z}_c} \tag{2.68}$$

* pentru *unda reflectată*, cu creştere pentru x crescător:

$$\underline{I}_r = -\frac{C_1}{\underline{Z}_c} e^{+\gamma x} = -\frac{\underline{U}_r}{\underline{Z}_c} \tag{2.69}$$

Pentru extremitatea cablului coaxial se scrie:

$$\underline{U}_2 = \underline{Z}_2 \underline{I}_2 \tag{2.70}$$

relație în care:

$$\underline{U}_2 = \underline{U}_d + \underline{U}_r \tag{2.71}$$

$$\underline{I}_2 = \underline{I}_d + \underline{I}_r = \frac{\underline{U}_d}{\underline{Z}_c} - \frac{\underline{U}_r}{\underline{Z}_c} \tag{2.72}$$

Relaţia (2.70) devine:

$$\underline{U}_d + \underline{U}_r = \underline{Z}_2 \left(\frac{\underline{U}_d}{\underline{Z}_c} - \frac{\underline{U}_r}{\underline{Z}_c} \right) \tag{2.73}$$

sau

$$\underline{U}_r = \frac{\underline{Z}_2 - \underline{Z}_c}{\underline{Z}_2 + \underline{Z}_c} \underline{U}_d \,. \tag{2.74}$$

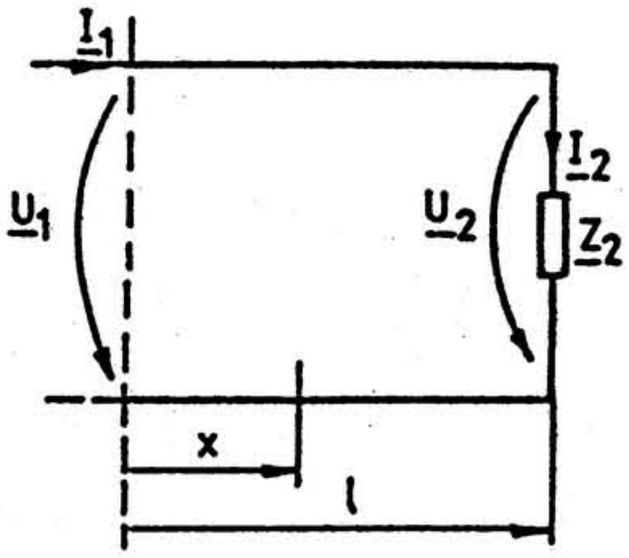


Fig.2.37. Adaptarea cablului coaxial

Din această ultimă relație se vede că dacă $\underline{Z}_2 = \underline{Z}_c$, adică impedanța terminală este egală cu impedanța caracteristică, dispare unda reflectată ($\underline{U}_r = 0$). În acest caz cablul coaxial are la extremitate o impedanță de adaptare. În acord cu notațiile din fig.2.37, mărimile electrice au expresia:

$$\underline{U}_x = \underline{C}_2 e^{-\gamma x} = \underline{U}_1 e^{-\gamma x} \,, \tag{2.75}$$

$$\underline{I}_x = \frac{C_2}{\underline{Z}_c} e^{-\gamma x} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} e^{-\gamma x} = \frac{\underline{U}_x}{\underline{Z}_c} \,. \tag{2.76}$$

Din relația (2.76) rezultă că dacă $x = 0$ şi $\underline{U}_x = \underline{U}_1$, curentul în origine este:

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} \,, \tag{2.77}$$

ca şi cum la bornele sursei se conectează o impedanță egală cu impedanța caracteristică.

2.7.3. AMORTIZARE ŞI DEFAZAJ

În cazul cablului coaxial adaptat, relațiile (2.75) şi (2.76) , se scriu:

$$\underline{U}_x = \underline{U}_1 e^{-\alpha x} \cdot e^{-j\beta x} \,, \tag{2.78}$$

$$\underline{I}_x = \underline{I}_1 e^{-\alpha x} \cdot e^{-j\beta x} \,. \tag{2.79}$$

Exponentul $-\alpha x$ indică amortizarea în amplitudine a tensiunii şi a curentului. Ca atenuare această amortizare are expresia:

$$a\,[\mathrm{Np}] = \ln \frac{|\underline{U}_1|}{|\underline{U}_x|} = \alpha x \tag{2.80}$$

Exponentul βx arată defazajul în radiani pentru tensiunea $\underline{U}_x$ față de tensiunea $\underline{U}_1$. Dacă tensiunea $\underline{U}_1$ se scrie sub forma $U_1 = \hat{U}_1\, e^{j\omega t}$, expresia (2.78) devine:

$$\underline{U}_x = \hat{U}\, e^{-\alpha x} \cdot e^{j(\omega t - \beta x)} \tag{2.81}$$

Periodicitatea mărimii ca fază, şi nu ca amplitudine, se produce la:

$$\omega t - \beta x = \text{constant} \tag{2.82}$$

sau prin derivare în raport cu variabila timp:

$$\omega = \beta \frac{dx}{dt} = \beta v \tag{2.83}$$

Rezultă astfel viteza de propagare în cablul coaxial:

$$v = \frac{\omega}{\beta}, \tag{2.84}$$

şi depinde de pulsație şi de partea imaginară a constantei de propagare.

2.7.4. RELAȚII DE DIMENSIONARE

Un cablu coaxial poate fi dimensionat pentru o anumită impedanță caracteristică, dacă se cunoaşte permitivitatea izolației între conductorul central şi ecran. Folosind construcția coaxială, o izolație corespunzătoare şi cuprul drept material conductor, parametrii cablului coaxial devin:

$$\left.\begin{aligned} &* \text{ constanta de propagare } \gamma = j\omega\sqrt{L_o C_0} = j\beta \\ &* \text{ impedanța caracteristică } Z_c = \sqrt{L_0 / C_0} \\ &* \text{ viteza de propagare } v = \omega / \beta = 1 / \sqrt{L_0 C_0} \end{aligned}\right\} \tag{2.85}$$

În izolația cablului coaxial câmpul electric **E** este orientat radial, iar câmpul magnetic **H** este orientat tangențial la cercul de rază r, cum se vede în fig.2.35. Ca urmare vectorii **E** şi **H** formează în spațiu un unghi de 90°. Impedanța de undă definită la § 4.3.1, pentru $\sigma \to 0$, $\mu_r = 1$, are expresia:

$$\underline{Z}_w = \frac{\underline{E}}{\underline{H}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{2.86}$$

unde $Z_0 = 377\ \Omega$ este impedanța de undă a spațiului liber (vid).

Din relațiile (2.85) se observă că:

$$Z_c v = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} = \frac{1}{C_0} \tag{2.87}$$

Unda electromagnetică se propagă în dielectric cu constanta de propagare:

$$\gamma_e = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = \alpha_e + j\beta_e = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} = j\beta_e \tag{2.88}$$

Viteza de propagare a undei electromagnetice plane, cu $\mu_r = 1$, este:

$$v_e = \frac{\omega}{\beta_e} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\mu_r\varepsilon_0\varepsilon_r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} \tag{2.89}$$

Propagarea mărimilor electrice $\underline{U}$ şi $\underline{I}$ se face cu aceeaşi viteză a undei electromagnetice şi deci relația (2.87) devine:

$$Z_c \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{1}{C_0}, \text{ sau } Z_c = \frac{\sqrt{\varepsilon_r}}{c\,C_0} \tag{2.90}$$

cu relația cunoscută pentru capacitatea lineică a unei structuri coaxiale:

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln\frac{r_2}{r_1}} \quad [\mathrm{F}\cdot\mathrm{m}^{-1}] \tag{2.91}$$

Expresia de dimensionare a cablului coaxial devine:

$$Z_c = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{c\,2\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \ln\frac{r_2}{r_1} \tag{2.92}$$

unde $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = 2{,}99792\cdot 10^8 \ \mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{-1}$, $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\ \Omega$.

2.7.5. DETERMINAREA EXPERIMENTALĂ A IMPEDANȚEI CARACTERISTICE

Aceasta se poate determina printr-o măsurare de gol şi una de scurcircuit.

* *Cablul coaxial în gol* ($\underline{I}_2 = 0$). În acest caz ecuațiile (2.64) şi (2.65) devin:

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_2 \cosh\gamma l \tag{2.93}$$

$$\underline{I}_1 = \frac{\underline{U}_2}{\underline{Z}_c} \sinh\gamma l \tag{2.94}$$

Se defineşte astfel o impedanță la funcționarea în gol:

$$\underline{Z}_{gol} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} = Z_c \coth\gamma l \tag{2.95}$$

* *Cablul coaxial în scurtcircuit* ($\underline{U}_2 = 0$). În acest caz ecuațiile (2.64) şi (2.65) devin:

$$\underline{U}_1 = \underline{Z}_c \, \underline{I}_2 \sinh \gamma \, l \tag{2.96}$$

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_2 \cosh \gamma \, l \tag{2.97}$$

Se defineşte impedanța de funcționare în scurtcircuit:

$$\underline{Z}_{sc} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} = \underline{Z}_c \frac{1}{\coth \gamma \, l} \tag{2.98}$$

Din relațiile (2.95) şi (2.96) rezultă:

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\underline{Z}_{gol} \cdot \underline{Z}_{sc}} \tag{2.99}$$

Notă. La măsurarea experimentală a impedanţelor de gol şi scurtcircuit este util să se observe ca lungimea cablului să fie $l < \lambda/8$, unde $\lambda = v / f$ este lungimea de undă a semnalului periodic cu care se fac experimentările. La funcţionarea în gol cablul are tendinţa de a oscila pe o jumătate de lungime de undă, iar la funcţionarea în scurtcircuit, tendinţa este de a oscila pe un sfert de lungime de undă. Valori uzuale pentru impedanţa caracteristică a unui cablu coaxial folosit în tehnica măsurării CEM sunt 50 Ω şi 75 Ω.

2.7.6. LINII CUPLATE

În fig.2.38 se prezintă o schemă de principiu în care linia *2* este cuplată electromagnetic cu linia *1*, prin care trece curentul $\underline{I}_1$ şi este la potențialul U_1 față de o suprafață de referință (pământ sau masă).

Se urmăreşte să se caracterizeze parametrii electrici $\underline{I}_2$ şi $\underline{U}_2$ la trecerea curentului $\underline{I}_1$ prin conductorul *1*. O asemenea configurație modelează situația trecerii curentului $\underline{I}_1$ prin mantaua unui cablu coaxial, situație în care curentul $\underline{I}_2$ şi tensiunea $\underline{U}_2$ reprezintă mărimi de interferență.

Se aplică teorema a doua a lui Kirchhoff pe conturul *abcda*:

$$\underline{U}_2 - \left(\underline{U}_2 + \frac{\partial \underline{U}_2}{\partial x} \mathrm{d}x \right) - \underline{Z}_2 \, \mathrm{d}x \, \underline{I}_2 + \underline{Z}_t \, \mathrm{d}x \, \underline{I}_1 = 0 \tag{2.100}$$

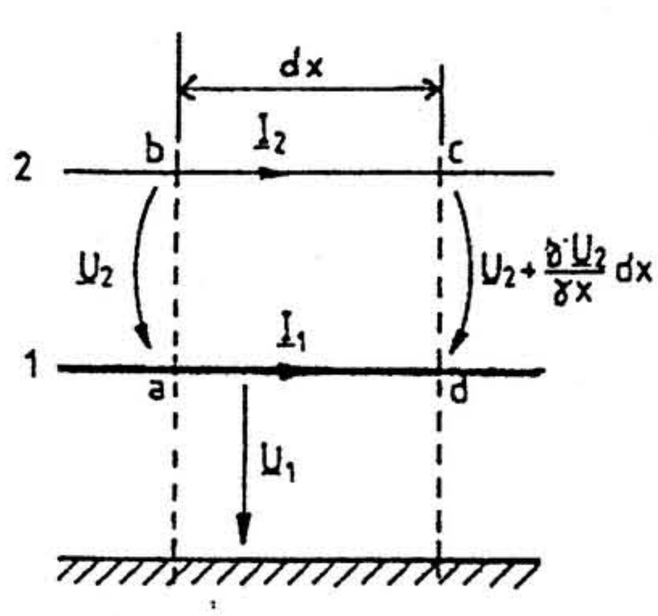


Fig.2.38. Linii cuplate

relație în care s-a notat:

$\underline{Z}_2$ – impedanța lineică a liniei *2*;
$\underline{Z}_t$ – impedanța lineică de transfer între liniile *1* şi *2*.

Din relația (2.100) rezultă:

$$-\frac{\partial \underline{U}_2}{\partial x} = \underline{Z}_2 \underline{I}_2 - \underline{Z}_t \underline{I}_1 \tag{2.101}$$

Se aplică prima teoremă a lui Kirchhoff în nodul *c* şi se obține:

$$\underline{I}_2 - \left(\underline{I}_2 + \frac{\partial \underline{I}_2}{\partial x}\,\mathrm{d}x\right) - \underline{Y}_2 \mathrm{d}x \underline{U}_2 = \underline{Y}_t\ \mathrm{d}x\ \underline{U}_1 \qquad (2.102)$$

relație în care s-a notat:
$\underline{Y}_2$ admitanța lineică a liniei *2*;
$\underline{Y}_t$ admitanța lineică de transfer între liniile *1* şi *2*.

Relația (2.102) devine:

$$-\frac{\partial \underline{I}_2}{\partial x} = \underline{Y}_2 \underline{U}_2 + \underline{Y}_t \underline{U}_1 \qquad (2.103)$$

Notă.

a) Sistemul de ecuaţii format din relaţiile (2.100) şi (2.103) este valabil dacă nu se ţine seama de reacţia liniei *2* asupra liniei *1*. Această situaţie poate fi acceptată dacă linia *2* este construită dintr-un cablu coaxial care este sediul unui semnal (tensiune, curent) de mică amplitudine în raport cu amplitudinea semnalului perturator ($\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$).

b) Termenul $\underline{Z}_t \mathrm{d}x \underline{I}_1$ poate fi considerat ca o tensiune electromotoare de inducţie.

c) Pe distanţa d*x* mărimile $\underline{U}_1$, $\underline{U}_2$, $\underline{I}_1$, $\underline{I}_2$ rămân constante.

Pentru $\underline{I}_2 \to 0$, din relația (2.101) se obține expresia *impedanței de transfer*:

$$\underline{Z}_t = \frac{1}{\underline{I}_1}\left(\frac{\mathrm{d}\underline{U}_2}{\mathrm{d}x}\right) \qquad (2.104)$$

Din relația (2.103) pentru $\underline{U}_2 \to 0$ se obține expresia *admitanței de transfer*:

$$\underline{Y}_t = -\frac{1}{\underline{U}_1}\left(\frac{\mathrm{d}\underline{I}_2}{\mathrm{d}x}\right) \qquad (2.105)$$

2.7.7. PARAMETRII DE TRANSFER AI CABLULUI COAXIAL

Pentru un cablu cu ecranul pus la pământ la ambele extremități, tensiunea $\underline{U}_1 \to 0$, curentul $\underline{I}_1$ determinând efectul perturbator. Pentru un cablu coaxial izolat față de masă (sau pământ) curentul $\underline{I}_1$ este redus, iar influența perturbatoare se datorează tensiunii $\underline{U}_1$ a mantalei față de masă. Un rol determinant, în acest caz, îl joacă atât capacitatea între conductorul central şi ecran, cât şi capacitatea între ecran şi masă.

Parametrii de transfer ai cablului coaxial depind de condițiile tehnologice de fabricație a cablului coaxial, ca şi de condițiile de pozare a acestui cablu. Astfel, în cazul cablului al cărui ecran este realizat din tresă (împletitură de liță) apar goluri prin care fluxul magnetic dat de curentul $\underline{I}_1$ pătrunde în interiorul cablului; dacă execuția nu este perfect coaxială (şi nu este) fluxul magnetic produs de curentul $\underline{I}_1$ nu este nul în interiorul ecranului. În cazul în care cablul coaxial se instalează la distanță mare față de masă (capacitate mică față de masă), capacitatea corespunzătoare se reduce.

De cele mai multe ori cablul coaxial simplu (cu un ecran) se conectează la pământ la o singură extremitate.

Pentru a măsura parametrii de transfer ai cablului coaxial se consideră un segment de cablu de lugime mică, astfel că produsul $\gamma\, l$ între constanta de propagare γ şi lungimea l să fie mult subunitar şi deci să nu se considere efectul de propagare pe o linie lungă.

În acest caz relaţiile (2.104) şi (2.105) devin:

$$\underline{Z}_t = \frac{1}{l}\,\frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_t} \quad \text{sau} \quad |\underline{Z}_t| = \frac{1}{l}\,\frac{U_2(\omega)}{I_1(\omega)} \tag{2.106}$$

$$Y_t = -\frac{1}{l}\,\frac{\underline{I}_2}{\underline{U}_1} \quad \text{sau} \quad |\underline{Y}_t| = \frac{1}{l}\,\frac{I_2(\omega)}{U_1(\omega)} \tag{2.107}$$

În cazul cablului coaxial cu ecranul conectat la pământ, de importanţă este relaţia (2.106), care defineşte impedanţa de transfer sau de cuplaj.

În fig.2.39 se sugerează metoda de măsurare a impedanţei de transfer, în sensul că prin ecranul cablului coaxial se trece curentul $I(\omega)$ şi se culege tensiunea $U_2(\omega)$ la o extrermitate, când cealaltă extremitate a cablului se află în scurtcircuit.

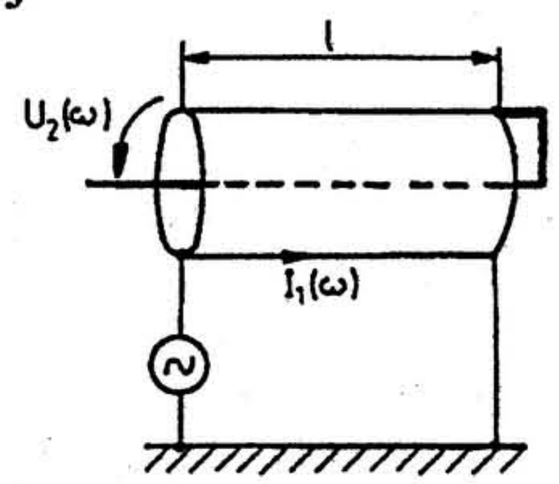


Fig.2.39. Relativ la impedanţa de transfer (cuplaj)

În fig.2.40 se sugerează metoda de măsurare a admitanţei de transfer, în sensul că ecranul cablului coaxial este supus tensiunii $U_1(\omega)$, iar prin conductorul central trece curentul $I_2(\omega)$, cablul coaxial fiind scurtcircuitat la ambele extrermităţi.

Măsurarea obiectivă (standardizată) a impedanţei de transfer şi a admitanţei de transfer este însoţită de dificultăţi în cazul frecvenţelor ridicate, mai ales datorită faptului că în ecran curentul nu este distribuit uniform.

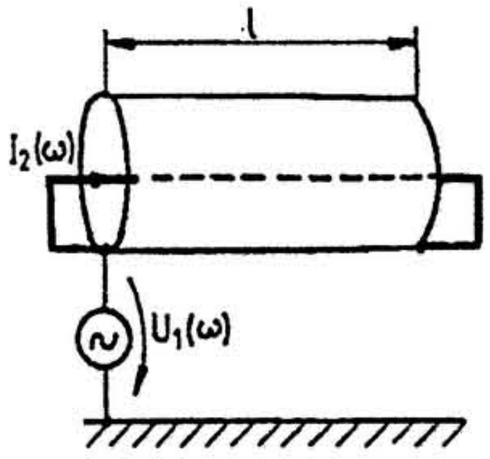


Fig.2.40. Relativ la admitanţa de transfer

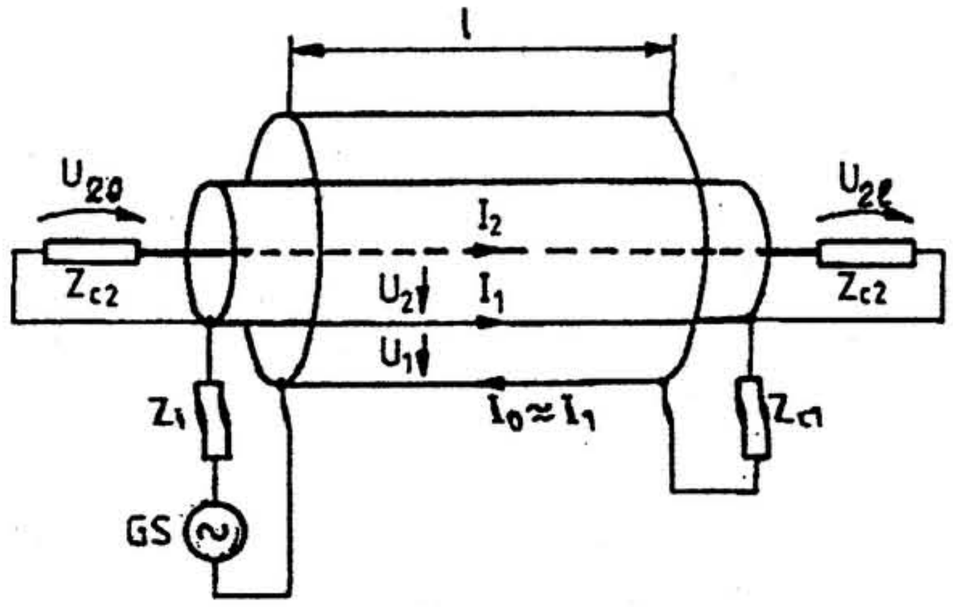


Fig.2.41. Schema de principiu pentru determinarea simultană a impedanţei de transfer şi a admitanţei de transfer

În fig.2.41 se prezintă o schemă de montaj triaxială care oferă posibilitatea determinării, prin măsurare, atât a impedanţei de transfer, cât şi a admitanţei de transfer.

Cablul coaxial testat se introduce coaxial într-un ecran tubular suplimentar. Conductorul central al cablului coaxial se conectează, la ambele extremităţi, cu ecranul

corespunzător prin intermediul impedanţei caracteristice Z_{c2}. Tensiunea $\underline{U}_1$ se aplică între ecranul suplimentar şi ecranul cablului coaxial cu ajutorul unui generator de semnal *GS*; închiderea circuitului corespunzător se efectuează prin impedanţa caracteristică Z_{c1} a structurii coaxiale, formată între ecranul cablului coaxial şi ecranul suplimentar.

În aceste condiţiii expresia (2.107) pentru *impedanţa de transfer* ia forma:

$$Z_t = \frac{1}{l}\,\frac{U_2}{I_1} \rightarrow \frac{1}{l}\,\frac{U_{20}+U_{21}}{I_1} \tag{2.108}$$

iar expresia (2.108) pentru admitanţa de transfer devine:

$$Y_t = \frac{1}{l} I_2\,\frac{1}{U_1} \rightarrow \frac{1}{l}\,\frac{U_{20}-U_{21}}{Z_{c2}}\,\frac{1}{Z_{c1} I_1} \tag{2.109}$$

Notă. Expresiile (2.107) şi (2.108) sunt valabile sub condiţia menţionată, şi anume $\gamma l \ll 1$ pentru cele două structuri coaxiale.

Prin construcţia cablului coaxial se urmăreşte să se obţină o impedanţă de transfer cât mai mică. După cum se poate observa în fig.2.7, care reprezintă $Z_t = F(f)$, cele mai mici valori măsurate sunt de ordinul 10^{-3} Ω/m. În plus se mai observă că impedanţa de transfer (cuplaj) creşte o dată cu frecvenţa pentru $f > 10^5$ Hz. Ecranul neomogen, datorită efectului de difuzie a câmpului electromagnetic prin interstiţiile împletiturii de liţă, favorizează această creştere.

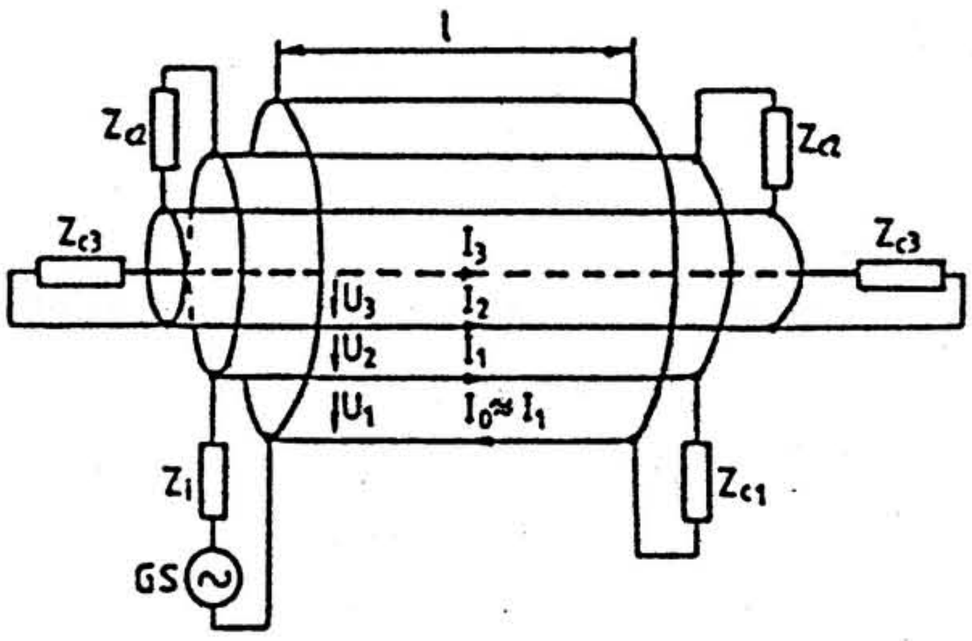


Fig.2.42. Modul de funcţionare al cabului coaxial cu două ecrane

Cablul coaxial cu două ecrane. În scopul diminuării impedanţei de transfer (cuplaj) se foloseşte cablul coaxial cu două ecrane. Modul de funcţionare se urmăreşte în fig.2.42. Generatorul de semnal *GS* produce tensiunea U_1 şi curentul I_1, ambele mărimi perturbatoare. Interferenţa se propagă diminuat prin apariţia tensiunilor U_2, U_3 şi a curenţilor I_2, I_3. Determinările impedanţei de transfer şi a admitanţei de transfer se fac după principiul expus la cablul coaxial cu un singur ecran.

Dat fiind faptul că lungimea eşantionului de cablu coaxial îndeplineşte condiţia $l < \lambda/8$, un rol important în determinarea *admitanţei de transfer* îl au capacităţile:

C_1 – între conductorul central şi primul ecran al cablului coaxial;
C_2 – între primul ecran şi al doilea ecran al cablului coaxial.

În fig.2.43 se prezintă schematic modul de determinare a admitanţei de transfer cu considerarea *numai a efectului capacitiv*:

$$\underline{Y}_t(\omega) = \frac{1}{l}\,\frac{\underline{I}(\omega)}{\underline{U}(\omega)} = \frac{j\omega C_{12}}{l} \quad [1/(\Omega m)] \tag{2.110}$$

unde

$$C_{12} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \tag{2.111}$$

Măsurarea curentului $I(\omega)$ se poate realiza cu ajutorul unui senzor inductiv. În lipsa acestuia circuitul se poate închide pe o impedanță caracteristică la bornele căreia tensiunea $U_2(\omega)$ este proporțională cu curentul capacitiv $I_2(\omega)$.

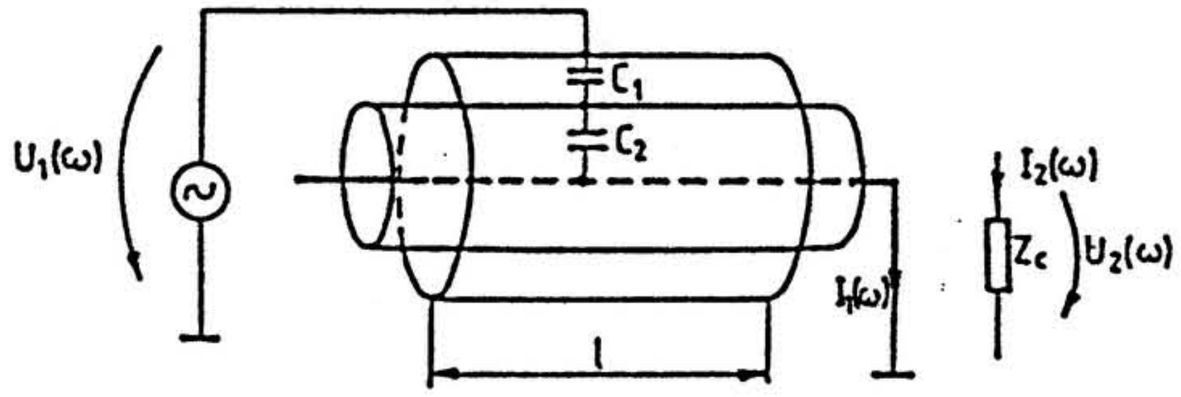


Fig.2.43. Relativ la admitanța de transfer cu două ecrane

Determinarea impedanței şi a admitanței de transfer se poate face uzual cu ajutorul ecranului suplimentar, până la frecvența de aproximativ 10 MHz. Pentru frecvențe mai mari (100 MHz) sunt necesare măsuri suplimentare de ecranare [55].

Notă tehnologică

Secțiunea transversală în cablul coaxial din fig.2.35 constituie o reprezentare schematică, pentru că se referă numai la elementele active: conductorul central *1*, conductorul exterior *2* şi izolația *3*. Un cabul coaxial are o structură fizică mai complexă. Un astfel de cablu, destinat transmisiei video, are următoarea structură:

* *Conductorul central*, realizat din cupru electrolitic de mare puritate (tras moale sau tare) sau dintr-un fir de oțel cu un strat de CuE pe deasupra.

* *Dielectricul*, constituit din polietilen compact sau polietilen care înglobează alveole de aer. Dielectricul este depus pe conductorul central prin extrudere.

Structura cu dielectric format din polietilenă cu alveole de aer oferă un factor de amortizare mai mic şi un cost de fabricație mai redus decât structura cu dielectric omogen. O peliculă compactă interioară şi una exterioară, din izolant de polietilen, pelicule realizate chiar în procesul de extrudere, elimină pătrunderea umidității din aerul ambiant şi deci procesul de degradare a izolației.

* *Conductorul exterior*, realizat din bandă suprapusă de cupru sau aluminiu. Acest conductor este activ, adică este parcurs de semnalul util şi de aceea este necesar ca să fie protejat de câmpuri electromagnetice externe. De asemenea este necesar să se elimine radiația liberă a acestui conductor.

* *Ecranul*, care oferă protecția menționată, constă dintr-o folie de material sintetic metalizată pe ambele fețe, peste care se suprapune o cămaşă formată din împletitură de cupru cositorit.

* *Mantaua de protecție*, aşezată peste ecran, este realizată fie din polietilen (la montarea cablului în exterior), fie din policlorură de vinil (la montarea cablului în interiorul unui imobil).

2.8. UNDA ELECTROMAGNETICĂ PLANĂ

Cunoaşterea relațiilor privind propagarea undei electromagnetice plane este utilă atât pentru caracterizarea proceselor fizice la impactul undei din spațiul vid cu corpurile metalice, cât şi la determinarea parametrilor undei la propagarea în metale şi dielectrici.

2.8.1. ECUAȚIILE DE PROPAGARE

Ecuațiile lui Maxwell se scriu ținând seama de curentul de deplasare:

$$\text{rot}\,\mathbf{H}=\sigma\mathbf{E}+\varepsilon\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \tag{2.112}$$

$$\text{rot}\mathbf{E}=-\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} \tag{2.113}$$

$$\text{div}\,\mathbf{E}=0 \tag{2.114}$$

$$\text{div}\mathbf{H}=0 \tag{2.115}$$

Se aplică rotorul relației (2.112):

$$\text{rot rot}\,\mathbf{H}=\text{grad div}\,\mathbf{H}-\Delta\mathbf{H}=\sigma\,\text{rot}\,\mathbf{E}+\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\,\text{rot}\,\mathbf{E} \tag{2.116}$$

sau cum grad div $\mathbf{H} = 0$ şi ținând sema de relația (2.113), se obține:

$$-\Delta\mathbf{H}=-\sigma\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2}\cdot$$

$$\Delta\mathbf{H}-\sigma\mu\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2}=0 \tag{2.117}$$

În mod similar se obține şi o relație pentru câmpul electric:

$$\Delta\mathbf{E}-\sigma\mu\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}=0 \tag{2.118}$$

Dacă câmpul electric este armonic de forma:

$$\underline{E}=\hat{E}_0\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$$

şi propagarea se efectuează numai după direcția x, relația (2.118) se transformă în:

$$\frac{\mathrm{d}^2\underline{E}}{\partial x^2}-\mathrm{j}\omega\mu\sigma\,\underline{E}+\omega^2\varepsilon\mu\,\underline{E}=0 \tag{2.119}$$

care se poate scrie sub forma:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \underline{E}}{\mathrm{d}x^2} - \mathrm{j}\omega\mu\,(\sigma + \mathrm{j}\omega\varepsilon)\,\underline{E} = 0 \qquad (2.120)$$

Cu notația:

$$k^2 = \mathrm{j}\omega\mu\,(\sigma + \mathrm{j}\omega\varepsilon) \qquad (2.121)$$

se obține:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \underline{E}}{\mathrm{d}x^2} - k^2 \underline{E} = 0 \qquad (2.122)$$

şi în mod similar:

$$\frac{\mathrm{d}\underline{H}}{\mathrm{d}x^2} - k^2 \underline{H} = 0 \qquad (2.123)$$

Constanta de propagare are expresia:

$$k = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu(\sigma + \mathrm{j}\omega\varepsilon)} = \alpha + \mathrm{j}\beta \qquad (2.124)$$

unde

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon\mu\left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}} - 1\right)} \qquad (2.125)$$

$$\beta = \frac{\omega\sigma\mu}{2\alpha} \qquad (2.126)$$

2.8.2. PARTICULARIZĂRI ŞI ANALOGII

Pentru spațiul vid ($\mu = \mu_0$; $\varepsilon = \varepsilon_0$; $\sigma = 0$) rezultă constanta de propagare:

$$k = \mathrm{j}\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = \mathrm{j}\beta \qquad (2.127, \text{a})$$

şi ca urmare unda nu suferă atenuare, ci numai defazaj.

Pentru corpuri metalice se poate considera $\varepsilon = 0$ şi deci constanta de propagare are forma:

$$k = \sqrt{\mathrm{j}\omega\mu\sigma} = \frac{1 + \mathrm{j}}{\delta} = \frac{1}{\delta} + \mathrm{j}\frac{1}{\delta} = \alpha + \mathrm{j}\beta \qquad (2.127, \text{b})$$

în care δ este adâncimea de pătrundere.

În acest caz unda suferă, pentru x crescător, atât atenuare cât şi defazaj. În adevăr, soluția ecuației (2.121) este de forma:

$$\underline{E} = C_1\,\mathrm{e}^{kx} + C_2\,\mathrm{e}^{-kx} \qquad (2.128, \text{a})$$

Tabelul 2.1

Analogia între propagarea pe o linie lungă şi propagarea undei electromagnetice

Linie lungă		Undă plană	
Ecuaţii diferenţiale	$\frac{d^2\underline{U}}{dx^2} - \gamma^2 \underline{U} = 0;\ \frac{d^2\underline{I}}{dx^2} - \gamma^2 \underline{I} = 0$	Ecuaţii diferenţiale	$\frac{d\underline{E}}{dx^2} - k^2 \underline{E};\ \frac{d^2\underline{H}}{dx^2} - k^2 \underline{H} = 0$
Soluţia generală	$\underline{U} = C_1 e^{\gamma x} + C_2 e^{-\gamma x}$	Soluţia generală	$\underline{E} = C_1\, e^{kx} + C_2\, e^{-kx}$
Constanta de propagare	$\gamma = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = \alpha + j\beta$	Constanta de propagare	$k = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = \alpha + j\beta$
	$\beta = \sqrt{m+n};\ m = \frac{1}{2}\left(R_0 G_0 + \omega^2 L_0 C_0\right)$		$\alpha = \omega \sqrt{\frac{1}{2}\varepsilon\mu\left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}} - 1\right)};\ \beta = \frac{\omega\sigma\mu}{2\alpha}$
	$n = \frac{1}{2}\sqrt{(R_0^2 + \omega_0^2 L_0^2)(G_0^2 + \omega^2 C_0^2}$		Pentru izolanţi $\sigma = 0$: $k = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon} = j\beta;\ \alpha = 0$
	$\alpha = \frac{\omega(R_0 C_0 + L_0 G_0)}{2\beta}$		Pentru metale $\varepsilon = 0$: $k = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \frac{1}{\delta} + j\frac{1}{\delta}$
	Pentru $R_0 = 0$ şi $G_0 = 0$:		$Z_w = \frac{E^+}{H^+} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}}$
	$\gamma = j\omega\sqrt{L_0 C_0} = j\beta;\ \alpha = 0$		Pentru izolanţi, cu $\sigma = 0$: $Z_w = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$
Impedanţa caracteristică	$\frac{\underline{U}^+}{\underline{I}^+} = \underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}}$	Impedanţa de undă	Pentru vid $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$
	Pentru $R_0 = 0$, $G_0 = 0$, $Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$		Pentru metale, cu $\varepsilon = 0$: $Z_w = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}}$
Unda directă	$\underline{U}_x = \hat{U}_0\, e^{j\omega t}\, e^{-(\alpha + j\beta)x}$	Unda directă	$\underline{E}_x = E_0\, e^{j\omega t}\, e^{-(\alpha + j\beta)x}$
Viteza de propagare	$v = \omega / \beta$	Viteza de propagare	$v = \omega / \beta$
	Pentru $R_0 = 0$, $G_0 = 0$, $v = 1/\sqrt{L_0 C_0}$		Pentru izolanţi: $v = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$
			În spaţiul vid: $v = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$

Dacă se consideră numai unda directă, cu $\underline{E} = \hat{E}_0 e^{j\omega t}$ pentru $x > 0$:

$$\underline{E}_x = \hat{E}_0 e^{j\omega t}\, e^{-(\alpha + j\beta)x} = \hat{E}_0 e^{-\alpha x}\, e^{-j(\beta - \omega t)x} \qquad (2.128, b)$$

relație analoagă cu relația (2.81), care se referă la propagarea pe o linie lungă. În tabelul 2.1 sunt date relațiile analoage care descriu propagarea pe o linie lungă și propagarea undei plane.

Similar ecuațiilor de propagare pe o linie lungă, ecuațiile de propagare ale undei plane sunt:

$$\underline{E}_1 = \underline{E}_2 \cosh kl + \underline{Z}_w \underline{H}_2 \sinh kl \qquad (2.129)$$

$$\underline{H}_1 = \underline{H}_2 \cosh kl + \frac{\underline{E}_2}{\underline{Z}_w} \sinh kl \qquad (2.130)$$

relații în care impedanța de undă are expresia:

$$\underline{Z}_w = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \qquad (2.131)$$

3 FILTRE ELECTRICE

Filtrele electrice, pasive sau active, au rolul funcțional de a atenua interferențele de conducție, care altfel ar fi introduse în echipamentul electric sau electronic prin conductoarele de legătură între sursă şi echipament sau prin linia electrică de alimentare a echipamentului. Din acest punct de vedere, în tehnica CEM, filtrele se clasifică în filtre pentru semnalul util şi filtre de rețea.

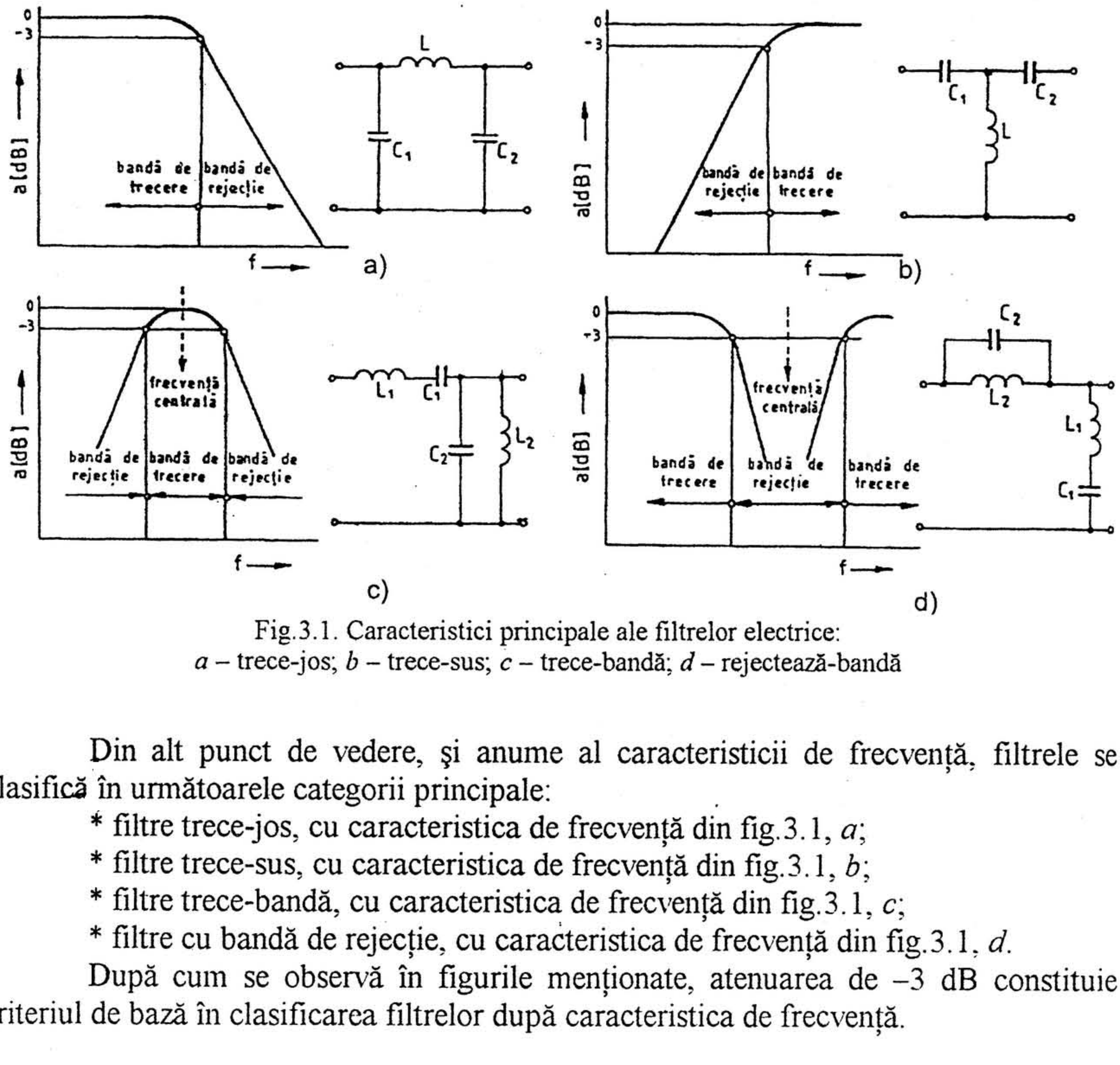


Fig.3.1. Caracteristici principale ale filtrelor electrice:
a – trece-jos; *b* – trece-sus; *c* – trece-bandă; *d* – rejectează-bandă

Din alt punct de vedere, şi anume al caracteristicii de frecvență, filtrele se clasifică în următoarele categorii principale:

* filtre trece-jos, cu caracteristica de frecvență din fig.3.1, *a*;
* filtre trece-sus, cu caracteristica de frecvență din fig.3.1, *b*;
* filtre trece-bandă, cu caracteristica de frecvență din fig.3.1, *c*;
* filtre cu bandă de rejecție, cu caracteristica de frecvență din fig.3.1, *d*.

După cum se observă în figurile menționate, atenuarea de –3 dB constituie criteriul de bază în clasificarea filtrelor după caracteristica de frecvență.

În tehnica CEM un loc important îl ocupă filtrele trece-jos pentru că, în general, semnalul de interferență are o frecvență mult mai mare decât semnalul util sau decât frecvența rețelei.

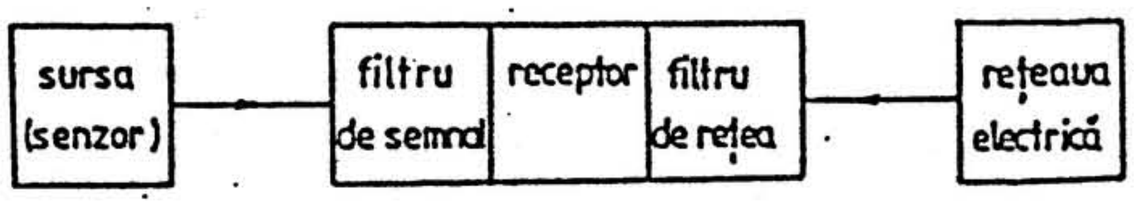


Fig.3.2. Poziția filtrului de semnal util şi a celui de rețea

În fig.3.2 se prezintă schematic poziția filtrului pentru semnalul util şi a filtrului de rețea, în raport cu sursa şi cu aparatul receptor.

În cele ce urmează se vor trata cu precădere filtrele realizate cu componente pasive, deşi unele aspecte privind sinteza filtrelor sunt aplicabile şi la filtrele active.

3.1. FILTRE ELECTRICE PASIVE PENTRU SEMNALUL UTIL

Din punct de vedere al CEM, inserția unui filtru între sursă şi receptor conduce la formarea unui divizor de tensiune, pe baza căruia se poate aprecia eficiența (atenuarea) filtrului. Calculul atenuării oferite de un filtru se efectuează pe baza fig.3.3, în care sunt arătate principalele scheme posibile în vederea realizării unui filtru trece-jos cu ajutorul componentelor pasive. Notațiile sunt următoarele:

$\underline{E}_{ds}$ – tensiunea electromotoare perturbatoare (de interferență);

$\underline{Z}_s$ – impedanța sursei (emițătorului). Tensiunea electromotoare (utilă) a sursei nu este reprezentată;

$\underline{Z}_r$ – impedanța receptorului;

$\underline{Z}_l$ – impedanța longitudinală a filtrului;

$\underline{Z}_q$ – impedanța transversală a filtrului;

$\underline{U}_{dr}$ – tensiunea de distorsiune (interferență) care apare la bornele receptorului.

a) Impedanță longitudinală. Pentru circuitul din fig.3.3, *a*, în care filtrul constă dintr-o impedanță (reactanță) longitudinală $\underline{Z}_l = j\omega L$, se scrie:

$$\underline{E}_{ds} = \underline{I}\,(\underline{Z}_s + \underline{Z}_l + \underline{Z}_r) \tag{3.1}$$

$$\underline{U}_{dr} = \underline{I}\,\underline{Z}_r \tag{3.2}$$

Atenuarea oferită de impedanța longitudinală are expresia:

$$a = 20\log\frac{|\underline{E}_{ds}|}{|\underline{U}_{dr}|} = 20\log\frac{|\underline{Z}_s + \underline{Z}_l + \underline{Z}_r|}{|\underline{Z}_r|} \quad [\text{dB}] \tag{3.3}$$

b) Impedanță transversală. Pentru schema electrică din fig.3.3, *b*, în care apare impedanța (reactanța) transversală de tip capacitiv $\underline{Z}_q = -\,j/(C\omega)$, în paralel pe impedanta $\underline{Z}_r$ a receptorului, atenuarea rezultă:

$$a = 20\log\frac{|\underline{E}_{ds}|}{|\underline{U}_{dr}|} = 20\log\left|\underline{Z}_s + \frac{\underline{Z}_q\,\underline{Z}_r}{\underline{Z}_q + \underline{Z}_r}\right| \cdot \left|\frac{\underline{Z}_q + \underline{Z}_r}{\underline{Z}_q\,\underline{Z}_r}\right| \quad [\text{dB}] \tag{3.4}$$

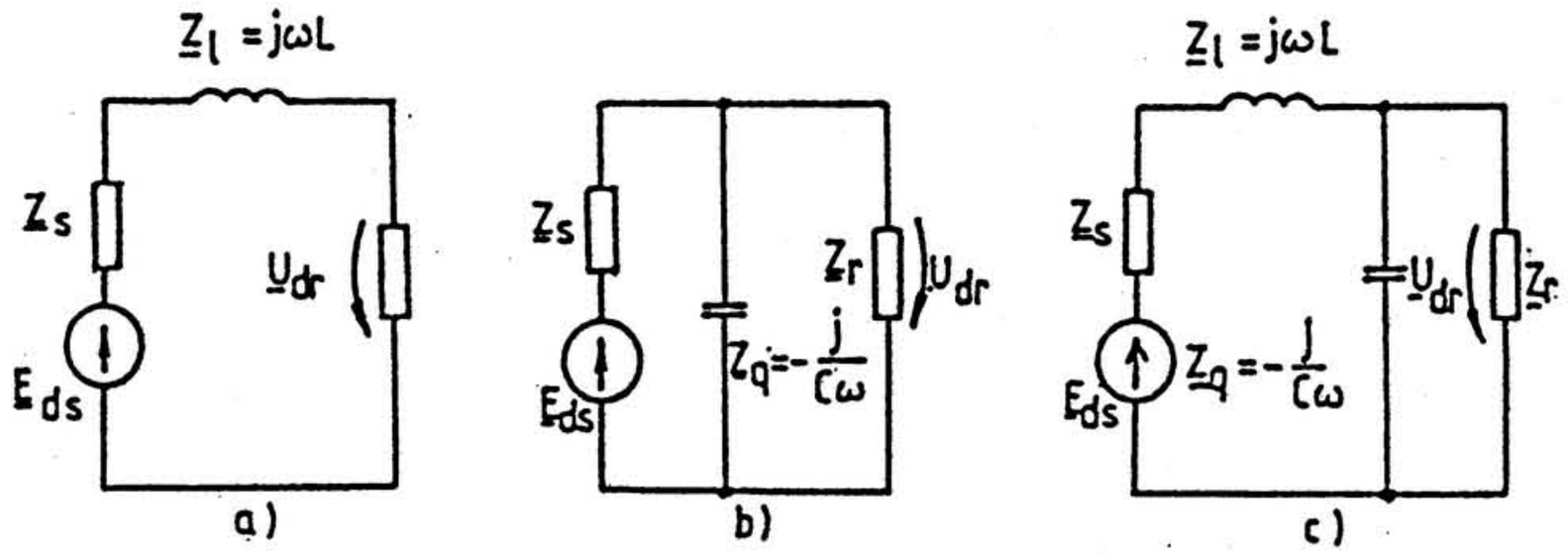


Fig.3.3.Combinaţii de impedanţe la un filtru trece-jos:
a – impedanţă longitudinală; *b* – impedanţă transversală; *c* – impedanţă longitudinală şi transversală

c) Impedanţă longitudinală şi impedanţă transversală. În fig.3.3, *c*, impedanţa longitudinală (reactanţa inductivă) $\underline{Z}_l = j\omega L$ este plasată în serie cu impedanţa $\underline{Z}_s$ a sursei, iar impedanţa transversală (reactanţa capacitivă) $\underline{Z}_q = -j/(C\omega)$ este plasată în paralel cu impedanţa $\underline{Z}_r$ a receptorului. Se obţine atenuarea:

$$a = 20 \log \left| \underline{Z}_s + \underline{Z}_l + \frac{\underline{Z}_q \underline{Z}_r}{\underline{Z}_q + \underline{Z}_r} \right| \cdot \left| \frac{\underline{Z}_q + \underline{Z}_r}{\underline{Z}_q \underline{Z}_r} \right| \text{ [dB]} \qquad (3.5)$$

Din relaţiile (3.3), (3.4) şi (3.5) se observă că atenuarea depinde de frecvenţa semnalului perturbator, dar şi de impedanţele sursei şi receptorului. Din această cauză, pentru a determina experimental eficienţa unui filtru, se practică următorul algoritm:

* Se standardizează impedanţele sursei şi receptorului, şi anume:

$\underline{Z}_s = \underline{Z}_r = 50\ \Omega$ (impedanţă pur rezistivă)

* Se măsoară tensiunea de interferenţă $\underline{U}_{dr}$ în absenţa filtrului şi în prezenţa filtrului.

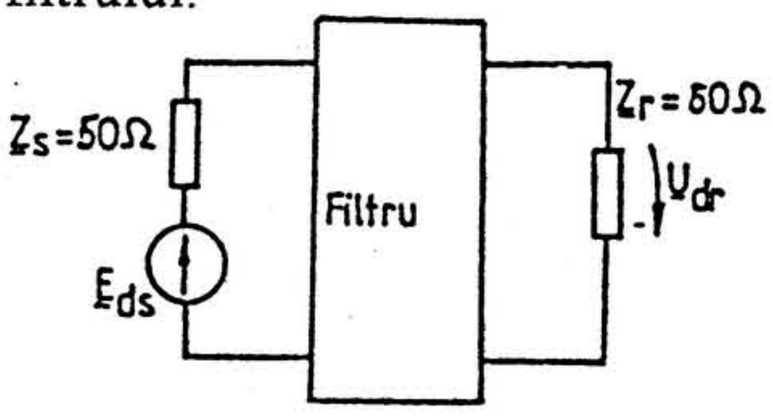


Fig.3.4. Schema standard pentru încercarea unui filtru

Rezultă atenuarea:

$$a = 20 \log \left| \frac{\underline{U}_{dr} \text{ (fără filtru)}}{\underline{U}_{dr} \text{ (cu filtru)}} \right| \text{ [dB]} \qquad (3.6)$$

În fig.3.4 se prezintă schema electrică de montaj pentru determinarea atenuării cu relaţia (3.6).

3.2. FILTRE ELECTRICE DE REŢEA

Cum s-a arătat în fig.3.2, filtrul de reţea se plasează între reţeaua electrică şi aparatul electric sau electronic. Din punct de vedere funcţional, filtrul de reţea este un filtru „trece-jos". Atenuarea produsă la trecerea curentului de 50 Hz prin filtru este neînsemnată, în timp ce la frecvenţe superioare (9 kHz ... 100 MHz...1000 MHz) atenuarea este semnificativă (până la 100 dB).

Rolul funcțional al filtrului de rețea este atât de a opri ca semnalele de interferență să pătrundă din rețeaua electrică de alimentare în aparatul electric sau electronic, cât şi de a opri ca semnalele de interferență, produse de funcționarea unui receptor, să fie transmise în rețea.

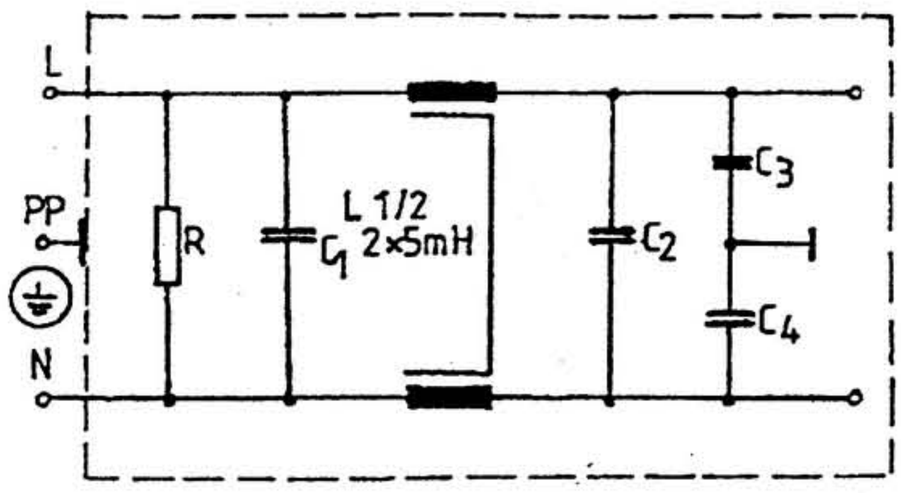


Fig.3.5. Schema electrică a unui filtru de rețea „trece-jos"

Din punct de vedere al schemei electrice, aceasta este concretizată printr-o structură deosebită astfel încât filtrul să fie eficient atât pentru semnalele de interferență contratact (de mod diferențial), cât şi pentru semnalele de interferență în acelaşi tact (de mod comun). În fig.3.5 este prezentată schema electrică a filtrului care satisface această cerință şi care include componente L şi C. După cum se va constata în paragrafele următoare, inductivitatea L 1/2 joacă un rol hotărâtor pentru satisfacerea condiției de funcționare pentru ambele tipuri de interferență.

3.2.1. INTERFERENȚE CONTRATACT (DE MOD DIFERENȚIAL)

În fig.3.6 este prezentată schema electrică, în care se vede că bobina compensată, cu miez de ferită, L 1/2 are două înfăşurări, bobinate în acelaşi sens.

Pentru frecvența de exploatare (de 50 Hz sau 60 Hz) fluxurile magnetice ϕ, produse de cele două bobine, se anulează cu excepția unui mic flux de dispersie ϕ_σ. În acest caz efectul de filtrare este produs numai de condensatoarele C_1 şi C_2 de capacitate mare (1... 20 μF). Când filtrul nu este în serviciu, descărcarea condensatoarelor C_1 şi C_2 este asigurată de rezistența R (≈ 300 kΩ).

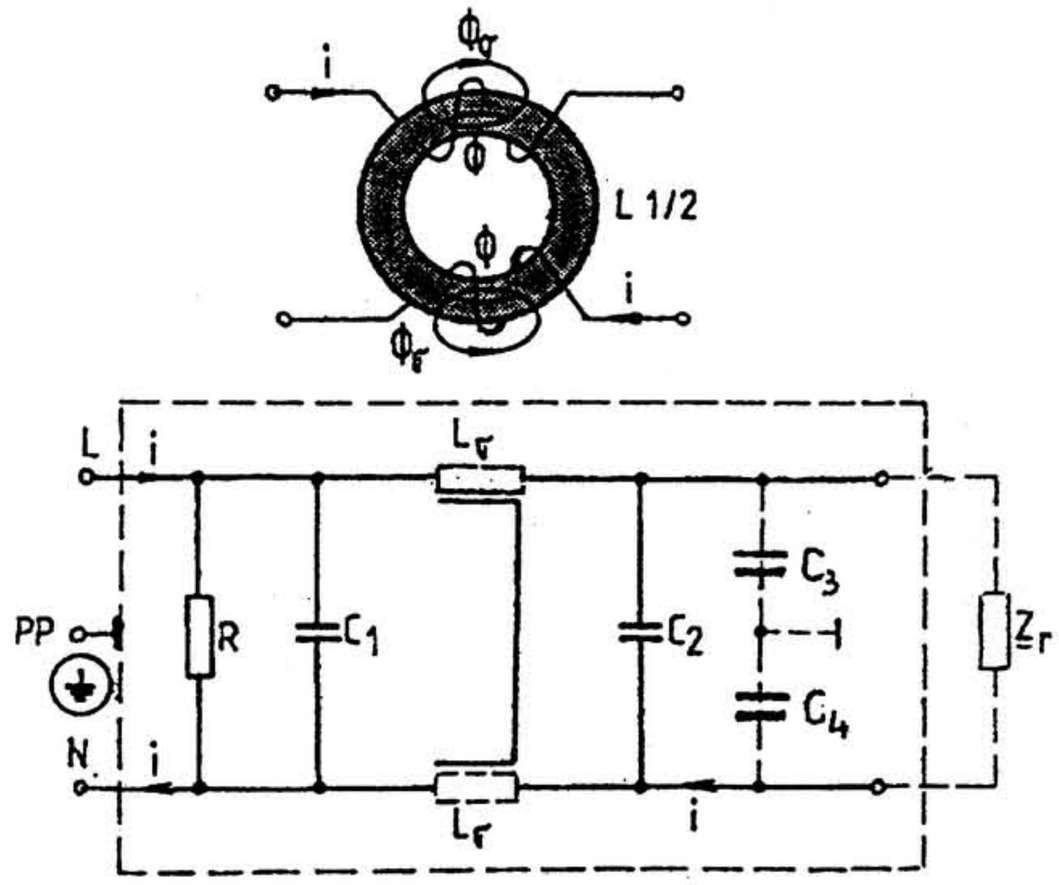


Fig.3.6. Funcționarea filtrului la interferențe contratact (mod diferențial)

În acest mod de funcționare, condensatoarele C_2 şi C_4, de capacitate ceva mai mică (0,1 μF), nu joacă un rol esențial.

3.2.2. INTERFERENȚE ÎN ACELAŞI TACT (DE MOD COMUN)

În fig.3.7 este prezentată schema electrică de funcționare a filtrului pentru interferențe de acelaşi tact. Acest tip de interferență este de înaltă frecvență

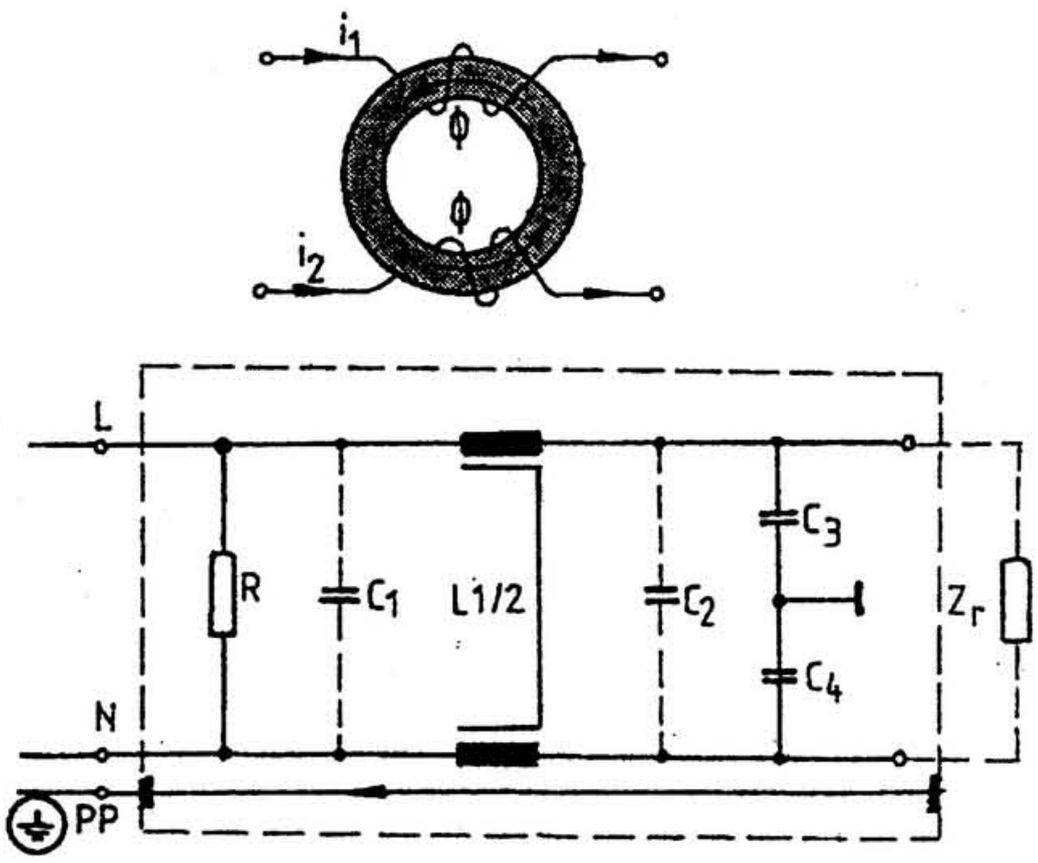


Fig.3.7. Funcţionarea filtrului la interferenţe în acelaşi tact (mod comun)

(100 kHz... 1 GHz) şi se datorează cuplajului prin radiaţie electromagnetică al liniei L şi conductorului neutru N, caz în care atât conductorul L cât şi conductorul neutru N primesc, practic, acelaşi potenţial faţă de pământ. La funcţionarea „în acelaşi tact" fluxurile magnetice generate în miezul de ferită al bobinei L 1/2 (5 mH), de curenţii i_1 şi i_2, sunt în acelaşi sens. Astfel bobina, pentru acest tip de semnal, prezintă o reactanţă proporţională cu frecvenţa curentului. La frecvenţe mai ridicate (> 10 MHz) permeabilitatea miezului de ferită dispare, iar funcţia de filtraj este preluată de condensatoarele C_3 şi C_4.

3.2.3. FILTRE PENTRU REŢELE TRIFAZATE

Invertorul static constituie una din cele mai supărătoare surse de perturbaţii, care se propagă pe linia de alimentare cu energie electrică şi, ca urmare, care produce efect de interferenţă asupra altor receptoare conectate la linie. Efectul perturbator nu este produs de frecvenţa gobală (10... 100 Hz) cu care se comandă motorul asincron, ci de faptul că pentru producerea acestei frecvenţe are loc procesul de choppare cu front drept, cu conţinut mare de armonici de înaltă frecvenţă, care excită reţeaua de inductivităţi şi capacităţi parazite, şi ca urmare provoacă oscilaţii pe frecvenţe proprii.

Fără nici o protecţie împotriva acestor oscilaţii de înaltă frecvenţă, are loc atât o propagare galvanică pe conductoarele reţelei, cât şi o radiaţie electromagnetică directă în mediul ambiant.

În vederea eliminării acestor neajunsuri, din punct de vedere tehnic se iau următoarele măsuri:

* Introducerea convertorului (redresor + invertor) într-o cutie metalică (ecran electromagnetic) conectată la pământ.

* Ecranarea liniei de alimentare între convertor şi motorul asincron prin introducerea conductoarelor într-o ţeavă metalică sau folosirea unui cabul ecranat cu manta din liţă metalică.

* Alimentarea convertorului cu energie electriçă prin intermediul unui filtru trifazat trece-jos, filtru a cărui carcasă metalică este în contact direct cu cutia metalică a convertorului.

În fig.3.8 *a* este prezentată o schemă bloc în care sunt respectate măsurile tehnice menţionate, iar în fig.3.8, *b* este dată, după firma Siemens [69], o schemă electrică de filtru trifazat folosit la eliminarea interferenţei produse de funcţionarea unui convertor static. Bobinele 3 × 5 mH, practicate pe acelaşi miez de ferită, sunt

compensate, în sensul că la funcționarea normală fluxul magnetic, produs de curenții de exploatare, este nul în miezul de ferită. Se are în vedere şuntarea semnalelor de înaltă frecvență atât între faze, cât şi între faze şi pământ.

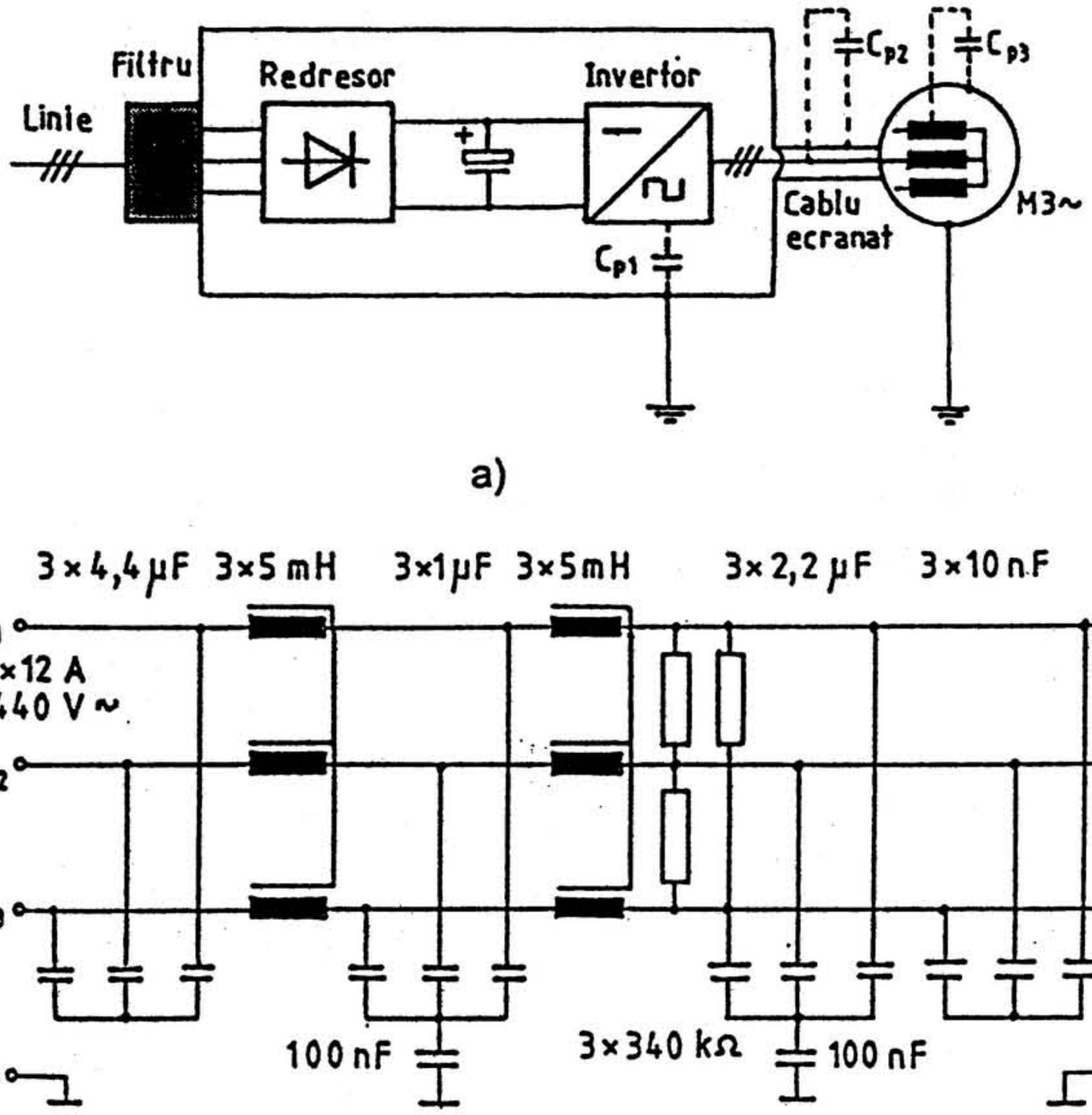


Fig.3.8. Protecţia împotriva interferenţei produse de un convertor static:
a – schema bloc; *b* – filtrul trifazat

3.3. CONEXIUNI DE ÎNCERCARE

Performanţele filtrelor de reţea se apreciază pe baza unor conexiuni standardizate de publicaţia CISPR 17. Aceste conexiuni au în vedere ideea prezentată la § 3.1.c, adică normalizarea impedanţei de intrare în filtru şi a impedanţei de sarcină a filtrului. Următoarele conexiuni sunt reprezentative:

a) **Conexiunea simetrică**. Această conexiune este prezentată în fig.3.9. Un generator de semnal cu bandă largă (1 kHz... 100 MHz), cu tensiunea $\underline{U}_0$ şi impedanţa externă de natură

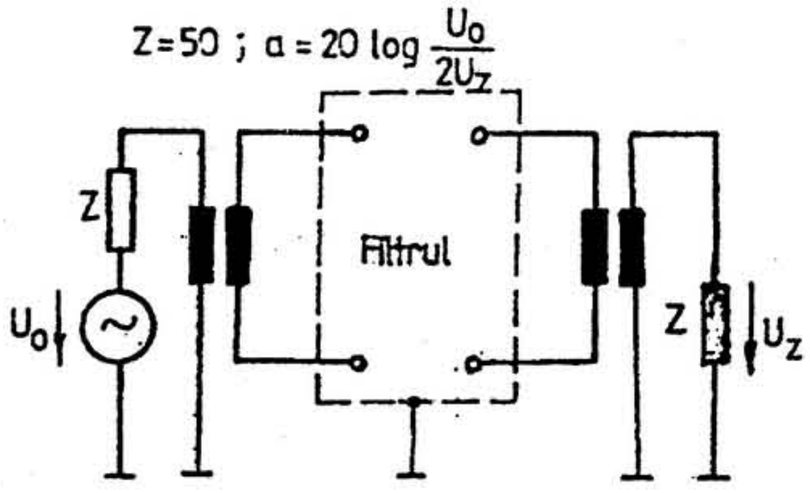


Fig.3.9. Conexiunea de încercare simetrică

rezistivă ($Z = 50\ \Omega$) excită filtrul prin intermediul unui transformator de izolare de raport 1 : 1.

Sarcina filtrului, de natură rezistivă şi egală cu $Z = 50\ \Omega$, este alimentată de la ieşirea filtrului tot prin intermediul unui transformator de izolare cu raportul 1 : 1. Bornele filtrului sunt izolate față de masă, iar carcasa metalică a filtrului este conectată la pământ. La bornele impedanței (rezistenței) de sarcină se obține tensiunea $\underline{U}_z$. Atenuarea convențională este:

$$a = 20 \log \frac{|\underline{U}_0|}{|2\underline{U}_z|} \quad [\text{dB}] \tag{3.7}$$

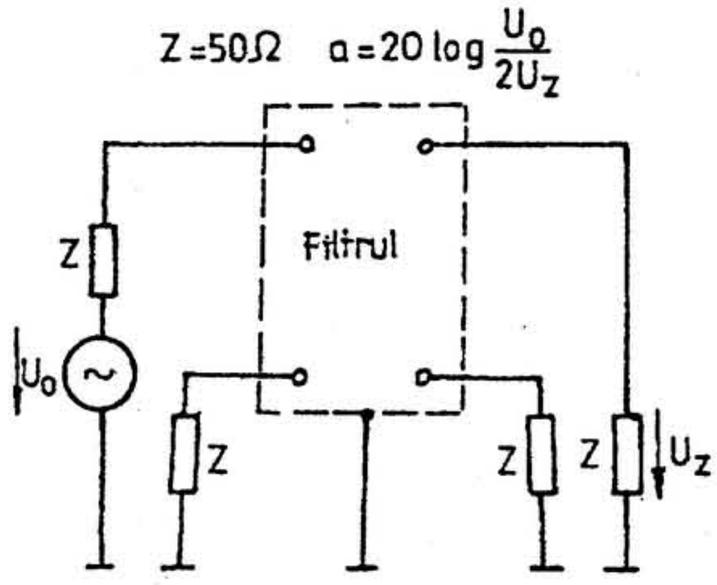


Fig.3.10. Conexiunea de încercare nesimetrică

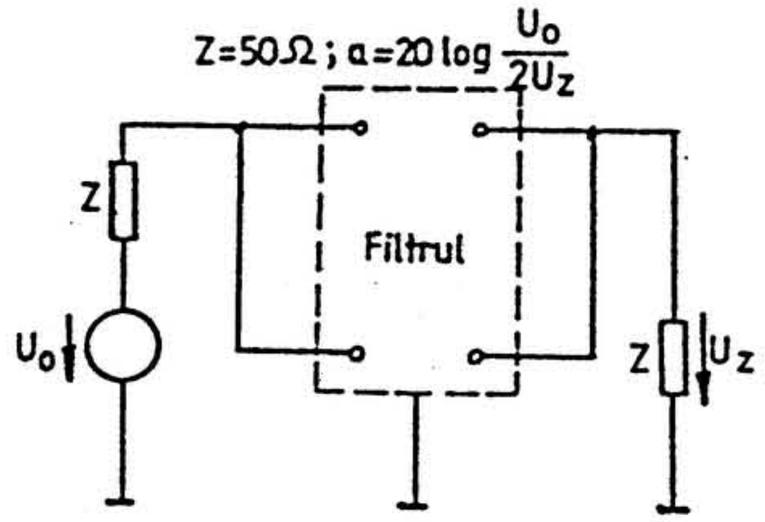


Fig.3.11. Conexiunea de încercare asimetrică

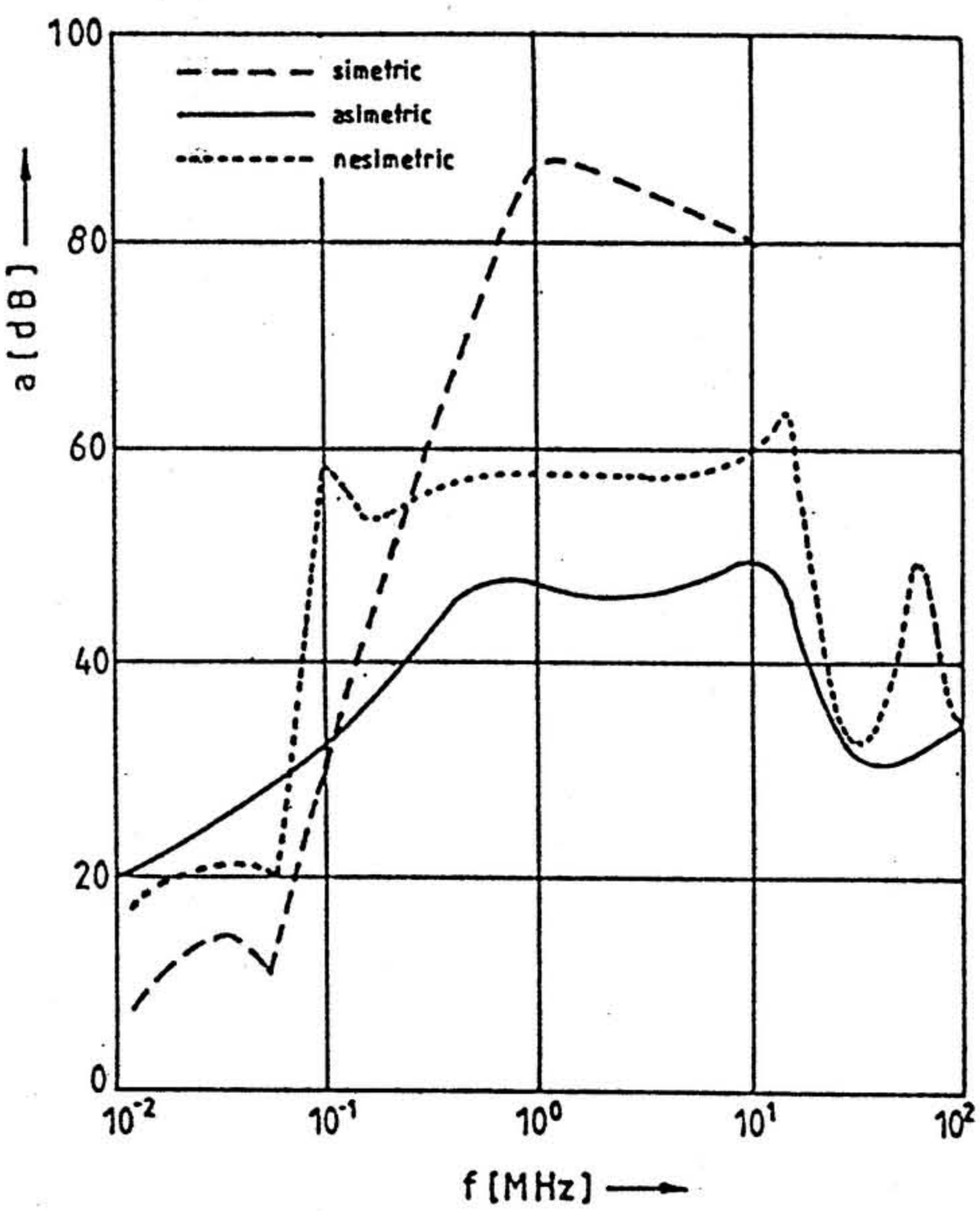


Fig.3.12. Caracteristica de frecvență exprimentală a unui filtru de rețea [27]

La scrierea relației (3.7) se ține seama că, în absența filtrului, dacă impedanța internă a sursei este $Z = 50\ \Omega$ şi impedanța de sarcină este tot $Z = 50\ \Omega$, pentru valoarea $\underline{U}_0$ a tensiunii sursei se obține, pe sarcină, tensiunea $\underline{U}_0/2$. Deci atenuarea se calculează conform relației (3.6). La prezența filtrului în schemă, tensiunea pe impedanța (rezistența) de sarcină este $\underline{U}_z$.

Conexiunea simetrică, prezentată în fig.3.9 este condiționată de realizarea unor transformatoare cu raportul 1 : 1 până la frecvențe foarte înalte (de exemplu 100 MHz).

Notă. Cu conexiunea simetrică se simulează producerea semnalelor la interferența contratact (de mod diferențial).

b) **Conexiunea nesimetrică**. Această conexiune este schițată în fig.3.10. Se observă că bornele filtrului

nu mai sunt izolate față de masă. Cu conexiunea nesimetrică se simulează, ca şi în cazul a), tot interferența contratact. Relația pentru calculul atenuării rămâne (3.7).

c) **Conexiunea asimetrică**. La această conexiune, schițată în fig.3.11, bornele de intrare ale filtrului sunt conectate împreună. De asemenea bornele de ieşire ale filtrului sunt conectate împreună. Relația pentru calculul atenuării rămâne (3.7).

Notă. Conexiunea asimetrică simulează generarea semnalelor de interferenţă în acelaşi tact (de mod comun). In fig,.3.12 sunt prezentate [29] caracteristicile de atenuare în cazul celor trei conexiuni menţionate, pentru curentul nominal I_n = 10 A şi componentele:

L 1/2 = 4,7 mH; $C_1 = C_2$ = 0,6 μF; $C_3 = C_4$ = 4700 pF; R = 340 kΩ

Determinarea atenuării se realizează dacă în schema echivalentă din fig.3.18, bobinei cu miez de ferită îi corespunde o inductivitate $L(f)$ şi o rezistenţă $R(f)$, dependente de frecvenţă, după cum se va prezenta la § 8.6.4 şi în problema P.11.

3.4. REZONANȚA COMPONENTELOR PASIVE

Din cauza inductivităților şi a capacităților parazite, componentele pasive de tip L şi C pot oscila pe frecvențe proprii. Pentru a elimina acest inconvenient, în tehnica CEM se folosesc componente cu elemente parazite cât mai reduse.

3.4.1. BOBINE

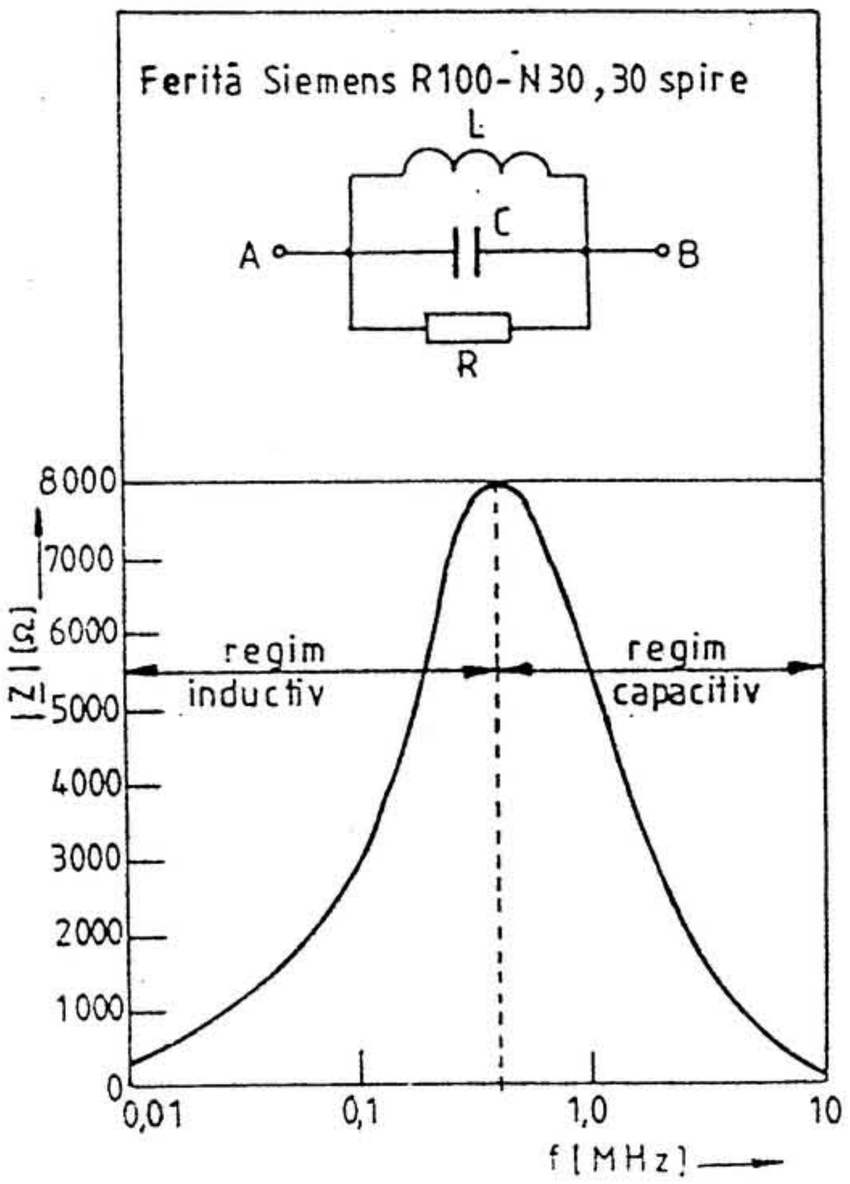


Fig.3.13. Bobina cu capacitate parazită

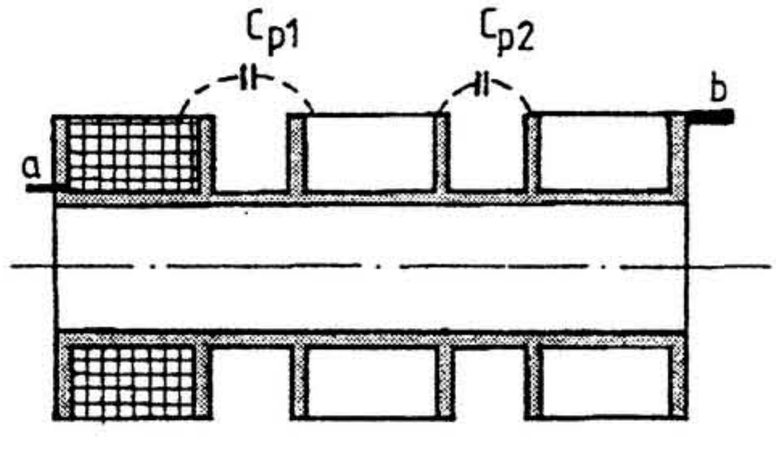


Fig.3.14. Bobina construită din galeți conectați în serie

Capacitatea parazită între spirele unei bobine este de natură să modifice comportarea liniară a impedanței (reactanței inductive) a bobinei. După cum se arată în fig.3.13, la bornele bobinei apare capacitatea parazită rezultantă C, astfel că impedanța rezultantă este:

$$|\underline{Z}| = \frac{R}{\sqrt{1 + R^2\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right)^2}} \tag{3.8}$$

La frecvența de rezonanță $f_r = 1/\left(2\pi\sqrt{LC}\right)$ impedanța $|\underline{Z}|$ este limitată de rezistența de pierderi R, iar la frecvențe $f > f_r$ impedanța $\underline{Z}$ capătă un caracter capacitiv şi, ca modul, descreşte o dată cu creşterea frecvenței.

Pentru a obține o capacitate parazită mai mică se recomandă construirea bobinei sub formă de galeți, distanțați între ei şi conectați în serie, după cum se schițează în fig. 3.14. La stabilirea capacității parazite rezultante intervin capacitățile C_{p1} şi C_{p2}, conectate în serie.

3.4.2. CONDENSATOARE

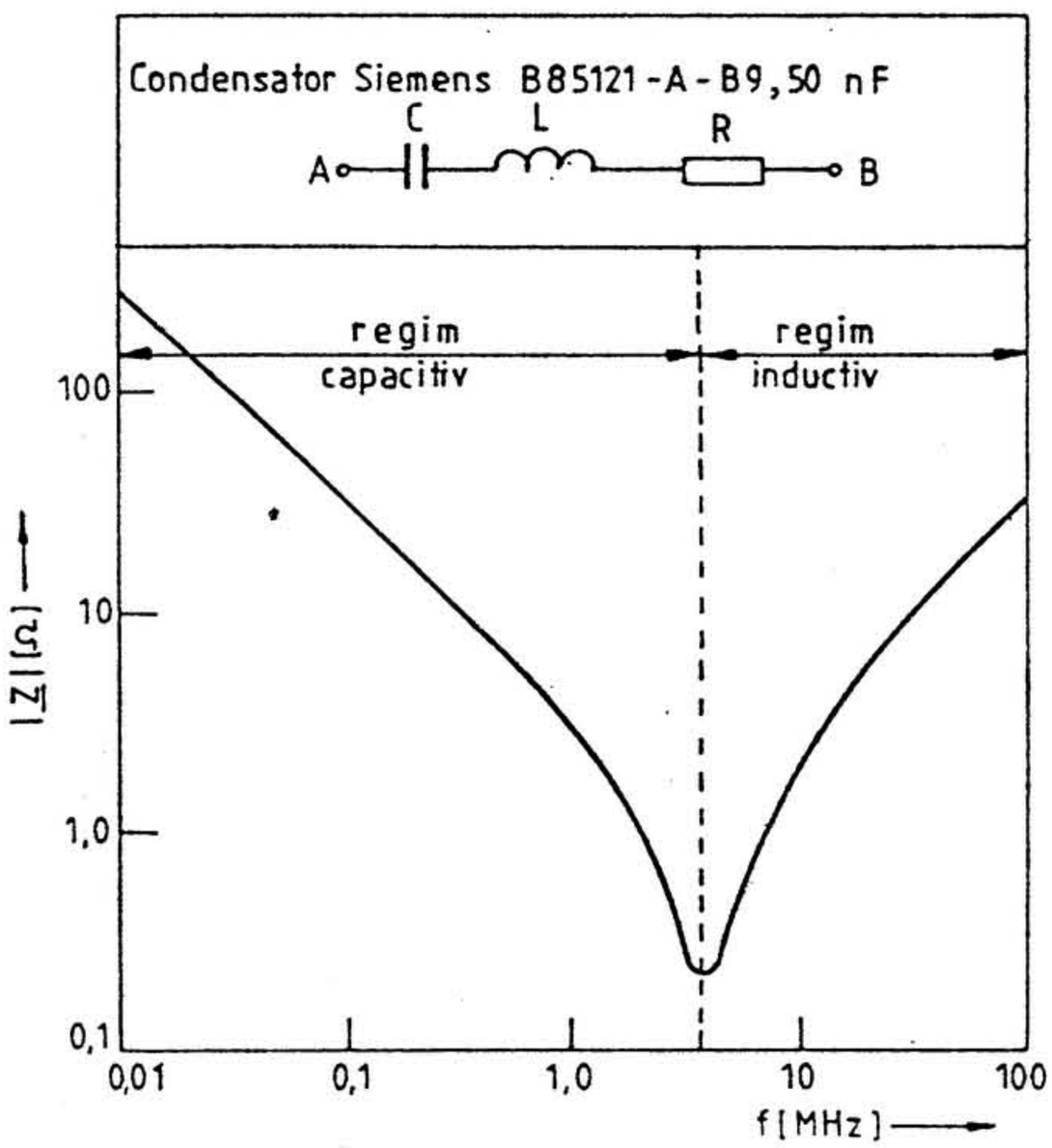


Fig.3.15. Condensator cu inductivitate parazită

Inductivitatea parazită şi rezistența de pierderi ale unui condensator sunt de natură să modifice comportamentul liniar al impedanței (reactanței capacitive) a condensatorului. În fig.3.15 se arată că, în serie cu capacitatea C, este necesar să se considere inductivitatea parazită L şi rezistența de pierderi R. Impedanța condensatorului rezultă:

$$|\underline{Z}| = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2} \tag{3.9}$$

La frecvența de rezonanță f_r, modulul impedanței este limitat de rezistența de pierderi R, proporțională cu volumul dielectricului şi cu intensitatea câmpului electric la pătrat.

La frecvențe $f > f_r$, reactanța inductivă capătă o pondere mai mare decât cea capacitivă şi modulul impedanței rezultante creşte o dată cu frecvența. Pentru a diminua la maximum inductivitatea parazită se construiesc condensatoare „neinductive", la care cele două armături sunt decalate spațial pentru a forma bornele condensatorului ca în fig.3.16, în care condensatorul este şi izolator de trecere.

Asemenea condensatoare se utilizează ca borne de intrare şi de ieşire în filtre, ca şi drept izolatoare de trecere în construcția filtrelor cu mai multe compartimente. Capacitatea uzuală este de 0,05 μF, cu tensiunea nominală până la 250 V.

Notă tehnologică. Progresele realizate în tehnologia dielectricilor şi a depunerilor metalice permit obținerea de valori mari ale capacității condensatoarelor neinductive într-un volum relativ redus. Astfel, grosimea peliculei izolante (plastic sau hârtie) ajunge la 5... 8 μm. Aceste capacități au proprietatea de a se autoregenera după apariția unei străpungeri în dielectric. Capacități uzuale sunt de până la 1,5 μF, la 250 V tensiune de exploatare.

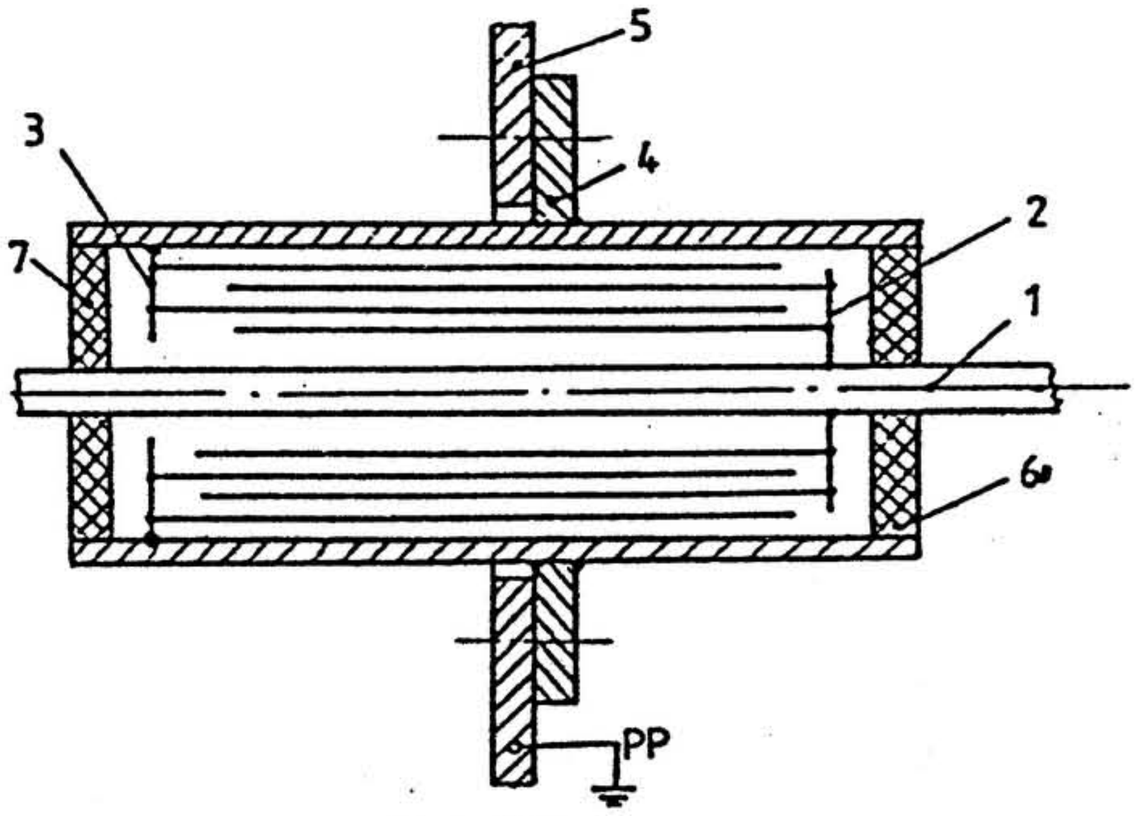


Fig.3.16. Schiţa unui condensator de trecere de tip „neinductiv“:
1 – trecere; *2*, *3* – armături; *4*, *5* – sistem de prindere; *6*, *7* – izolaţie

3.5. SINTEZA UNUI FILTRU TRECE-JOS

Prin procesul de sinteză se urmăreşte optimizarea filtrului, în sensul determinării componentelor pasive ale filtrului pentru a obține *o atenuare impusă* la o frecvență dată, numită *frecvență de tăiere*.

Sinteza cuprinde trei etape principale:

* Stabilirea unei scheme electrice de principiu;
* Stabilirea funcției de transfer pentru schema electrică;
* Determinarea componentelor pe baza unui polinom model de tip Butterworth, sau Cebâşev, sau Bessel [79].

3.5.1. SCHEMA ELECTRICĂ

Prin temă se cere realizarea unui filtru cu componente pasive. Pentru stabilirea schemei este normal ca filtrul să nu conțină componente disipative de putere (rezistențe) şi deci schema filtrului poate fi formată din inductivități şi capacități. Pentru validarea performanțelor filtrului mai este necesar ca acesta să fie testat în condiții standard, adică pentru o impedanță cunoscută a generatorului de semnal şi o impedanță cunoscută a sarcinii filtrului. În mod uzual, impedanța generatorului de semnal, ca şi impedanța de sarcină, sunt de natură rezistivă şi de aceeaşi valoare, spre exemplu 50 Ω.

3.5.2. FUNCȚIA DE TRANSFER

Această funcție este definită ca raportul între transformata Laplace a tensiunii u_z, pe impedanța de sarcină, şi transformata Laplace a tensiunii sursei u_0. Funcția de transfer este de forma:

$$H(p)=\frac{\mathcal{L}u_z}{\mathcal{L}u_0}=\frac{A_0}{1+c_1p+c_2p^2+\ldots+c_np^n} \tag{3.10}$$

Cu n s-a notat numărul acumulatoarelor de energie în schemă. Spre exemplu, dacă filtrul constă din două condensatoare şi o bobină, $n = 3$. Cum $p = \sigma + j\omega$, de la funcția de transfer se trece la caracteristica de frecvență pentru $\sigma = 0$. Relația (3.10) devine:

$$\underline{H}(j\omega)=\frac{A_0}{1+c_1j\omega+c_2(j\omega)^2+\ldots+c_n(j\omega)^n} \tag{3.11}$$

Caracteristica de frecvență se normează la pulsația, respectiv frecvența, de tăiere. Astfel dacă $\omega_t=2\pi f_t$ este pulsația de tăiere, la care filtrul oferă atenuarea de 3 dB, se notează:

$$P=\frac{j\omega}{\omega_t}=j\frac{f}{f_t}=j\Omega \tag{3.12}$$

iar relația (3.11) se transformă în:

$$\underline{H}(j\omega)=\frac{A_0}{1+c_1\omega_tP+c_2\omega_t^2P^2+\ldots+c_n\omega_t^nP^n} \tag{3.13}$$

Prin înmulțirea numitorului şi a numărătorului cu conjugatul numitorului se obține expresia complexă a lui $\underline{H}(P)$:

$$\underline{H}(j\omega)=\mathrm{Re}[\underline{H}(j\omega)]+\mathrm{Im}[\underline{H}(j\omega] \tag{3.14}$$

Modulul la pătrat al funcției $\underline{H}(j\omega)$ este:

$$|\underline{H}(j\omega)|^2=\mathrm{Re}^2[\underline{H}(j\omega)]+\mathrm{Im}^2[(j\omega)] \tag{3.15}$$

După dezvoltările necesare se poate generaliza expresia modulului la pătrat:

$$|\underline{H}(j\omega)|^2=\frac{A_0^2}{1+k_2\Omega^2+k_4\Omega^4+\ldots+k_{2n}\Omega^{2n}} \tag{3.16}$$

Se observă că la numitor nu apar puteri impare ale lui Ω; pătratul lui $|\underline{H}(j\omega)|^2$ fiind o funcție pară.

3.5.3. FILTRUL TRECE-JOS BUTTERWORTH

Din relația (3.16) se observă că pentru $\Omega < 1$, modulul la pătrat $|\underline{H}(j\omega)|^2$ tinde către o valoare cvasiconstantă; deci alura modulului este „o orizontală", iar pentru

$\Omega > 1$ amplitudinea modulului la pătrat este puternic dependentă de termenul cu puterea cea mai mare $k_{2n}\Omega^{2n}$. Această observație permite să se accepte pentru pătratul modulului o expresie de forma:

$$\left|\underline{H}(j\omega)\right|^2 = \frac{A_0^2}{1+k_{2n}\Omega^{2n}} \tag{3.17}$$

care urmează să fie normată astfel ca pentru $\Omega = 1$ amplitudinea atenuării să fie de 3 dB, adică:

$$\left(\frac{A_0}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{A_0^2}{1+k_{2n}} \tag{3.18}$$

de unde rezultă valoarea $k_{2n} = 1$, iar filtrul trece-jos Butterworth de ordinul n este definit de expresia:

$$\left|\underline{H}(j\omega)\right|^2 = \frac{A_0^2}{1+\Omega^{2n}} \tag{3.19}$$

Pentru determinarea componentelor filtrului este necesar să se găsească caracteristica de frecvență $\underline{H}(P)$ corespunzătoare lui $\left|\underline{H}(j\omega)\right|^2$ din relația (3.19). Pentru ordinele $n = 1, 2, 3, 4$, se poate verifica, după raționamentul prezentat la § 3.5.2, că această expresie este:

$$\underline{H}(j\omega)_{n=1} = \frac{A_0}{1+P} \tag{3.20}$$

$$\underline{H}(j\omega)_{n=2} = \frac{A_0}{1+\sqrt{2}\,P+P^2} \tag{3.21}$$

$$\underline{H}(j\omega)_{n=3} = \frac{A_0}{1+2P+2P^2+P^3} \tag{3.22}$$

$$\underline{H}(j\omega)_{n=4} = \frac{A_0}{1+2{,}613P+3{,}414P^2+2{,}613P^3+P^4} \tag{3.23}$$

Polinoamele de la numitorul expresiilor (3.20)... (3.23) se numesc *polinoamele Butterworth*.

Valorile componentelor filtrului se obțin prin identificarea coeficienților din relația (3.13) cu coeficienții polinoamelor Butterworth din relațiile (3.20)... (3.23). Spre exemplu dacă ordinul filtrului este 3, identificarea este următoarea:

$$\begin{aligned} 1+c_1\omega_t &= 1+2 \\ c_2\omega_t^2 &= 2 \\ c_3\omega_t^3 &= 1 \end{aligned} \tag{3.24}$$

Prin rezolvarea sistemului de ecuații (3.24) rezultă valori pentru inductivități și capacități.

Din relația (3.19), prin extragerea rădăcinii pătrate, se obține valoarea amplificării normate:

$$\frac{|\underline{H}(j\omega)|}{A_0} = \sqrt{\frac{1}{1+\Omega^{2n}}} \tag{3.25}$$

iar atenuarea are expresia:

$$a = 20\log\sqrt{\frac{1}{1+\Omega^{2n}}} \ \text{[dB]} \tag{3.26}$$

În fig.3.17 sunt prezentate caracteristicile de atenuare ale filtrului trece-jos Butterwort pentru ordinele n = 1, 2, 3, 4. Cu cât ordinul filtrului este mai mare, cu atât caracteristica este mai abruptă.

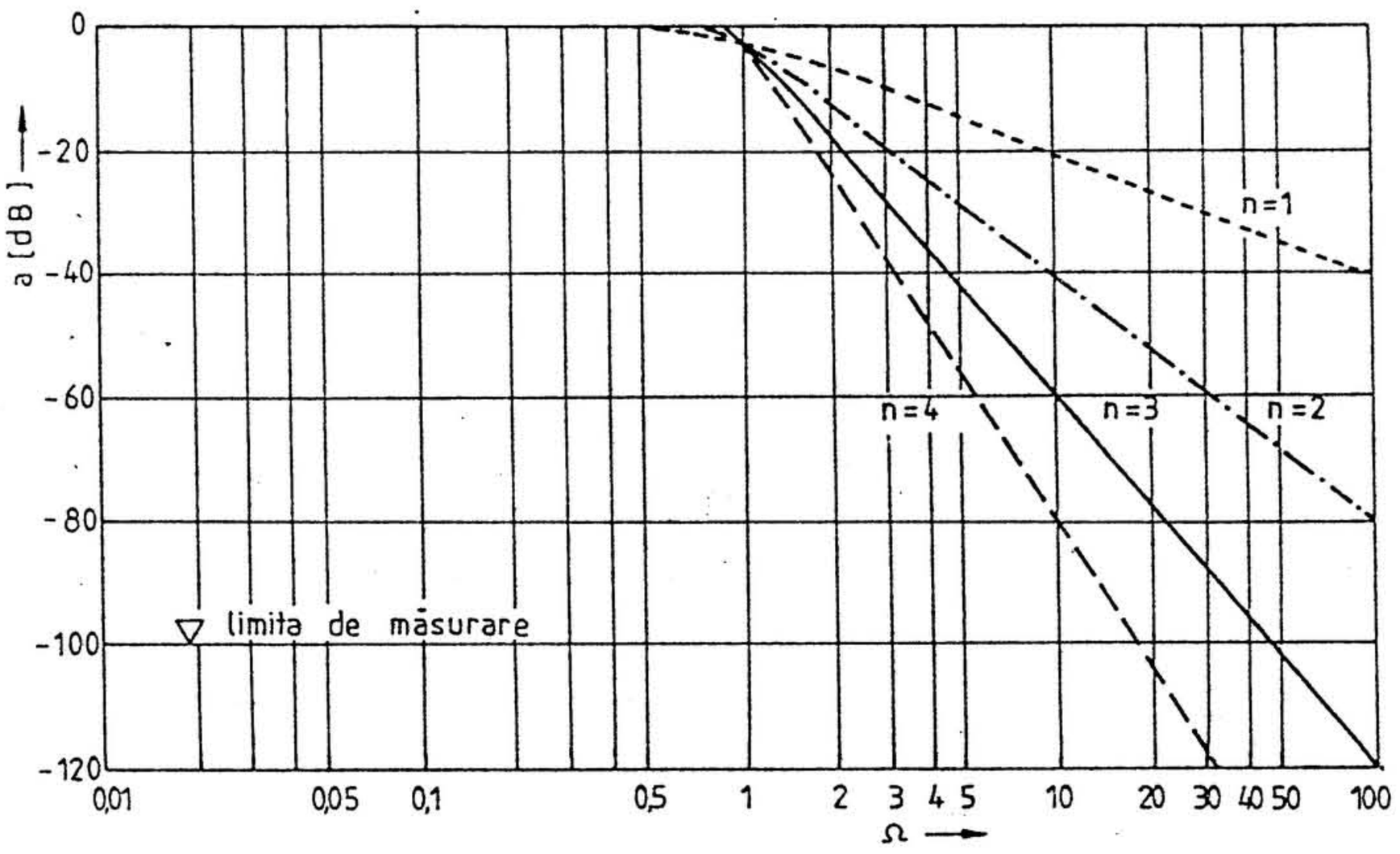


Fig.3.17. Caracteristicile de atenuare ale filtrului Butterworth pentru n = 1, 2, 3, 4

Filtrul este considerat ca un sistem şi ca urmare, în ce priveşte condiția lui de stabilitate, este necesar ca părțile reale ale polilor funcției de transfer să fie negative [80]. Spre exemplu, în cazul filtrului de ordinul 3, polinomul Butterworth este:

$$1+2P+2P^2+P^3=(1+P)(1+P+P^2) \tag{3.27}$$

cu rădăcinile $P_1 = -1$; $P_{2,3} = -\frac{1}{2} \pm j\frac{\sqrt{3}}{2}$ şi deci condiția de stabilitate este îndeplinită.

3.6. EXEMPLU DE CALCUL

Prin temă se cere să se construiască un filtru de ordinul n = 2, cu frecvența de tăiere f_t = 5000 Hz. Impedanța sursei este de natură rezistivă şi anume R_1 = 50 Ω şi de

asemenea impedanța de sarcină este rezistivă, adică $R_2 = 50\ \Omega$. Prin construirea filtrului se înțelege determinarea valorilor componentelor de tip L şi C.

3.6.1. SCHEMA ELECTRICĂ

Pentru ordinul $n = 3$ schema electrică este prezentată în fig.3.18 şi în esență este un cuadripol în π format din condensatoarele C_1, C_2 şi inductivitatea L.

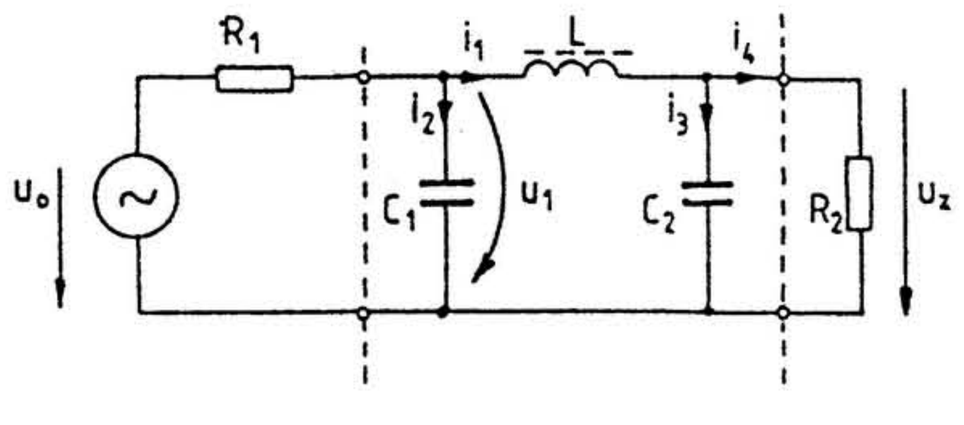


Fig.3.18. Schema electrică propusă, valabilă şi pentru atenuarea interferențelor de mod comun

3.6.2. FUNCȚIA DE TRANSFER

Cu notațiile din fig.3.18 se scriu ecuațiile diferențiale ale schemei:

$$u_0 = R_1(i_1 + i_2) + L\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} + u_z \tag{3.28}$$

$$i_1 = i_3 + i_4 = C_2\frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + \frac{u_z}{R_2} \tag{3.29}$$

$$\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} = C_2\frac{\mathrm{d}^2u_z}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t}\cdot\frac{1}{R_2} \tag{3.30}$$

$$\frac{\mathrm{d}^2i_1}{\mathrm{d}t^2} = C_2\frac{\mathrm{d}^3u_z}{\mathrm{d}t^3} + \frac{\mathrm{d}^2u_z}{\mathrm{d}t^2}\cdot\frac{1}{R_2} \tag{3.31}$$

$$u_1 = u_z + L\frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} \tag{3.32}$$

$$i_2 = C_1\frac{\mathrm{d}u_1}{\mathrm{d}t} = C_1\frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + LC_1\frac{\mathrm{d}^2i_1}{\mathrm{d}t^2} \tag{3.33}$$

Pentru $R_1 = R_2 = R$ se introduc expresiile (3.29)... (3.33) în relația (3.28) şi se obține:

$$u_0 = 2u_z + \left[R(C_1 + C_2) + \frac{L}{R}\right]\frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + L(C_1 + C_2)\frac{\mathrm{d}^2u_z}{\mathrm{d}t^2} + LRC_1C_2\frac{\mathrm{d}^3u_z}{\mathrm{d}t^3} \tag{3.34}$$

Din expresia (3.34) rezultă funcția de transfer:

$$\underline{H}(p) = \frac{\mathcal{L}u_z}{\mathcal{L}u_0} = \frac{0{,}5}{1 + 0{,}5\left[R(C_1 + C_2) + \frac{L}{R}\right]p + 0{,}5L(C_1 + C_2)p^2 + 0{,}5LRC_1C_2p^3} \tag{3.35}$$

Cu notațiile:

$$c_1 = 0{,}5\left[R(C_1 + C_2) + \frac{L}{R}\right]$$
$$c_2 = 0{,}5\,L(C_1 + C_2) \qquad (3.36)$$
$$c_3 = 0{,}5\,LRC_1C_2$$

se scrie expresia funcției de frecvență:

$$\underline{H}(\mathrm{j}\omega) = \frac{0{,}5}{1 + c_1\mathrm{j}\omega + c_2(\mathrm{j}\omega)^2 + c_3(\mathrm{j}\omega)^3} \qquad (3.37)$$

care este transcrierea relației (3.11) pentru ordinul $n = 3$.

După separarea părții reale de cea imaginară, în relația (3.37) se calculează modulul la pătrat al funcției de frecvență:

$$|\,\underline{H}(\mathrm{j}\omega)\,|^2 = \frac{0{,}5^2}{1 + (c_1^2 - 2c_2)\,\omega^2 + (c_2^2 - 2c_1c_3)\,\omega^4 + c_3\omega^6} \qquad (3.38)$$

Această relație corespunde relației generale (3.16) pentru ordinul polinomului de gradul $n = 3$. Relația (3.27) se normează cu pulsația de tăiere $P = \mathrm{j}\,\omega/\omega_t$ care se introduce în relația (3.37):

$$\underline{H}(\mathrm{j}\omega) = \frac{0{,}5}{1 + c_1\omega_t P + c_2\omega_t^2 P^2 + c_3\omega_t^3 P^3} \qquad (3.39)$$

care se vede că este particularizarea relației generale (3.13).

În vederea proiectării filtrului pe baza relației (3.24), se fixează o frecvență de tăiere $f_t = 5000$ Hz şi se obține conform relațiilor (3.24):

$$0{,}5\left[R(C_1 + C_2) + \frac{L}{R}\right]2\pi\,5000 = 2$$
$$0{,}5\,L\,(C_1 + C_2)\cdot(2\pi\,5000)^2 = 2 \qquad (3.40)$$
$$0{,}5\,L\,R\,C_1C_2(2\pi\,5000)^3 = 1$$

Prin rezolvarea sistemului de ecuații (3.40), cu $R_1 = R_2 = R = 50\ \Omega$, se obține:

$$L = 3{,}1831\cdot10^{-3}\ \mathrm{H}$$
$$C_1 = C_2 = 0{,}6366\cdot10^{-6}\ \mathrm{F}$$

Note

a) *Fezabilitate*. O bobină cu inductivitatea $L = 3{,}1831 \cdot 10^{-3}$ H se poate realiza pe un miez de ferită. Se poate conta pe valoarea inductivităţii până la frecvenţa la care ferita îşi pierde proprietăţile magnetice. Urmărind fig.3.17 se constată că pentru $\Omega = 10$, adică $f = 10\,f_t = 50.000$Hz, atenuarea oferită de filtru este de 60 dB.

b) *Filtru pentru cabine ecranate*. Filtrele de reţea ataşate cabinelor ecranate satisfac cerinţa atenuării de 6... 100 dB la frecvenţe de interferenţă de 10... 100 MHz. Deosebit de

relevantă este coportarea filtrului la încercarea asimetrică. Pentru a satisface această cerinţă, filtrul se prevede la intrare şi ieşire cu condensatoare de capacitate mare (≈ 10 μF), ca în fig.3.19.

La încercarea asimetrică schema electrică este de tipul celei prezentate în fig.3.18, iar atenuarea calculată cu relaţia (3.7) are, pentru $C_1 = C_2$, expresia:

$$a\,[\mathrm{dB}] = \log\left[\frac{1}{2}\sqrt{[2(1-\omega^2 LC)]^2 + (2\omega RC + L\omega\,/\,R - \omega^3 C^2 RL)^2}\right] \tag{3.41}$$

relaţie în care, conform fig.3.18 şi 3.19:

$$C_1 = C_2 = C = C_a + C_b = C_c + C_d \tag{3.42}$$

$$R_1 = R_2 = R = 50\,\Omega \tag{3.43}$$

În această schemă de încercare, condensatoarele C_A şi C_B din fig.3.19 nu sunt active. După pierderea proprietăţilor magnetice ale bobinei $L1/2$, filtrul se reduce la o reţea RC.

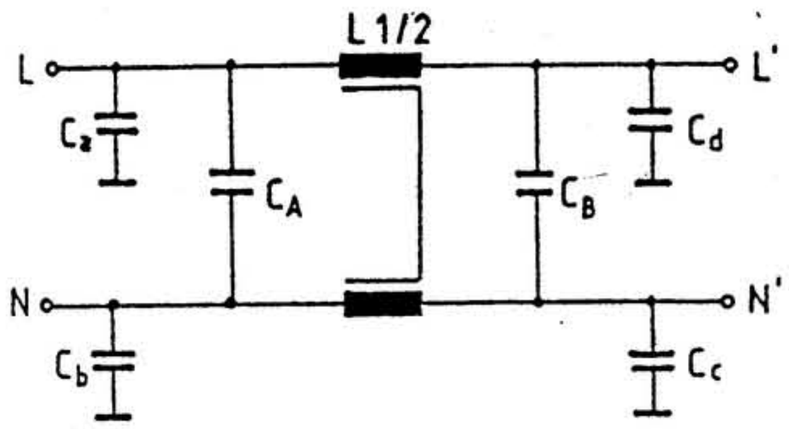


Fig.3.19. Schema electrică a unui filtru pentru cabină ecranată

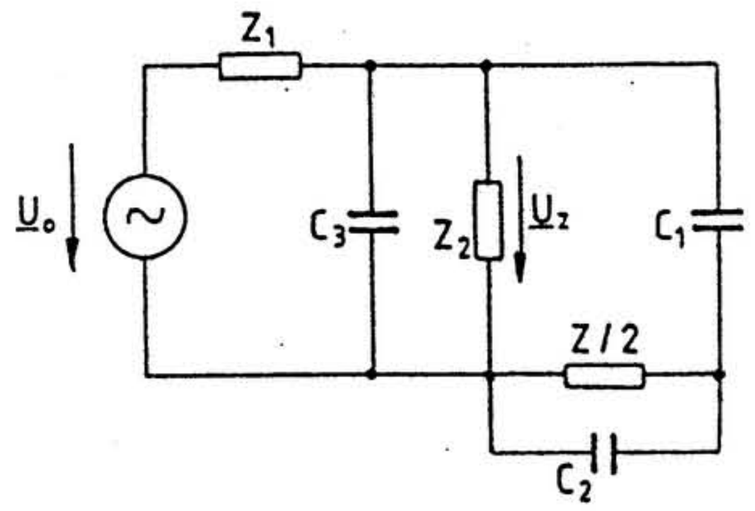


Fig.3.20. Schema electrică la încercarea nesimetrică

La încercarea nesimetrică schema electrică echivalentă este prezentată în fig.3.20, iar atenuarea calculată cu relaţia (3.7) are expresia:

$$a[\mathrm{dB}] = 20\log\left[\frac{1}{2}\sqrt{\left[1+\frac{a^2+b^2+aZ}{a^2+b^2}\right]^2 + \left[\frac{C_3\omega Z(a^2+b^2+bZ}{a^2+b^2}\right]^2}\right] \tag{3.44}$$

cu notaţiile:

$$a = \frac{2Z}{Z^2C_2^2\omega^2+4};\quad b = \frac{Z^2C_2\omega}{Z^2C_2^2\omega^2+4} + \frac{1}{C_1\omega} \tag{3.45}$$

$$Z_1 = Z_2 = R = 50\,\Omega.$$

La această încercare, inductivitatea $L1/2$ este inactivă.

c) *Răspunsul la excitaţie treaptă*. Cunoaşterea răspunsului la excitaţie treaptă oferă posibilitatea de a observa dacă filtrul are tendinţa de a oscila pe o frecvenţă proprie şi de a aprecia amplitudinea acestei oscilaţii. Din punct de vedere practic oscilaţia este în tensiune, iar dacă amplitudinea oscilaţiei este mare, se poate transfera receptorului, la care este conectat filtrul, un semnal de interferenţă nedorit. Ca exemplu de soluţionare a acestei probleme se consideră filtrul Butterworth de gradul trei. Funcţia de transfer corespunzătoare este dată de relaţia (3.22) în care, pentru excitaţia treaptă se pune $A_0 = 1$, iar $j\omega = p$. Se obţine astfel:

$$H(p)=\frac{\mathcal{L}u_z}{\frac{1}{p}}=\frac{1}{1+2\frac{p}{\omega_t}+2\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^2+\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^3} \tag{3.46}$$

sau

$$\mathcal{L}u_z=\frac{1}{p\left(1+2\frac{p}{\omega_t}\right)+2\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^2+\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^3}$$

Se înmulţesc ambele părţi ale relaţiei (3.17) cu ω_t şi se obţine:

$$\mathcal{L}u_z=\frac{1}{\omega_t}\frac{1}{\frac{p}{\omega_t}\left[1+2\frac{p}{\omega_t}+2\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^2+\left(\frac{p}{\omega_t}\right)^3\right]}=\frac{1}{\omega_t}f\left(\frac{p}{\omega_t}\right) \tag{3.47}$$

Aplicarea regulii asemănării conduce la

$$\frac{1}{\omega_t}f\left(\frac{p}{\omega_t}\right)\Rightarrow\frac{1}{\omega_t}\omega_t\, f(t\omega_t)=f(t\omega_t) \tag{3.48}$$

Pentru a afla $\mathcal{L}^{-1}u_z$, adică funcţia original, se caută funcţia original pentru transformata

$$f(p)=\frac{1}{p(1+2p+2p^2+p^3)} \tag{3.49}$$

În funcţia original în loc de t se introduce valoarea $t\omega_t = T$.
Funcţia (3.49) din domeniul imagine este de forma:

$$f(p)=\frac{1}{p\,Q(p)} \tag{3.50}$$

cu soluţia în domeniul original de forma:

$$f(t)=\frac{1}{Q(0)}+\sum_{k=1}^{n}\frac{e^{a_k t}}{a_k Q'(a_k)} \tag{3.51}$$

Se obţine succesiv:

$$Q=1+2p+2p^2+p^3=(1+p)(1+p+p^2)$$

$$1/Q(0)=1$$

$$a_1=-1$$

$$a_2=-0{,}5+\mathrm{j}\,08{,}66$$

$$a_3=-0{,}5-\mathrm{j}\,0{,}866$$

$$Q'(p)=2+4p+3p^2$$

$$a_1Q'(a_1)=-1$$

$$a_2Q'(a_2)=0-\mathrm{j}\,1{,}732$$

$$a_3Q'(a_3)=0+\mathrm{j}\,1{,}732$$

$$f(t\omega_t) = F(T) = 1 - \frac{e^{-T}}{1} + \frac{e^{(-0,5+j0,866)T}}{-j1,732} + \frac{e^{(-0,5-j0,866)T}}{j1,732} \qquad (3.52)$$

După dezvoltările corespunzătoare, relaţia (3.52) devine:

$$f(T) = 1 - e^{-T} - 1,1546\, e^{-0,5T} \sin(0,866T) \qquad (3.53)$$

Diagrama funcţiei indiciale (a răspunsului la excitaţia treaptă), corespunzătoare relaţiei (3.53), este prezentată în fig.3.21.

Valoarea maximă a oscilaţiei apare la $T = t\omega_t = 5$. Pentru $\omega_t = 2\pi 5000$; $t = 5/2(2\pi 5000) = 0,1591$ ms. Supraoscilaţia este de 0,08 din valoarea stabilizată.

$T := 0,0 + 0.01 .. 25$
$F(T) := 1 - \exp(-T) - 1.1546 \cdot \exp(-0.5 \cdot T) \cdot \sin(0.866 \cdot T)$

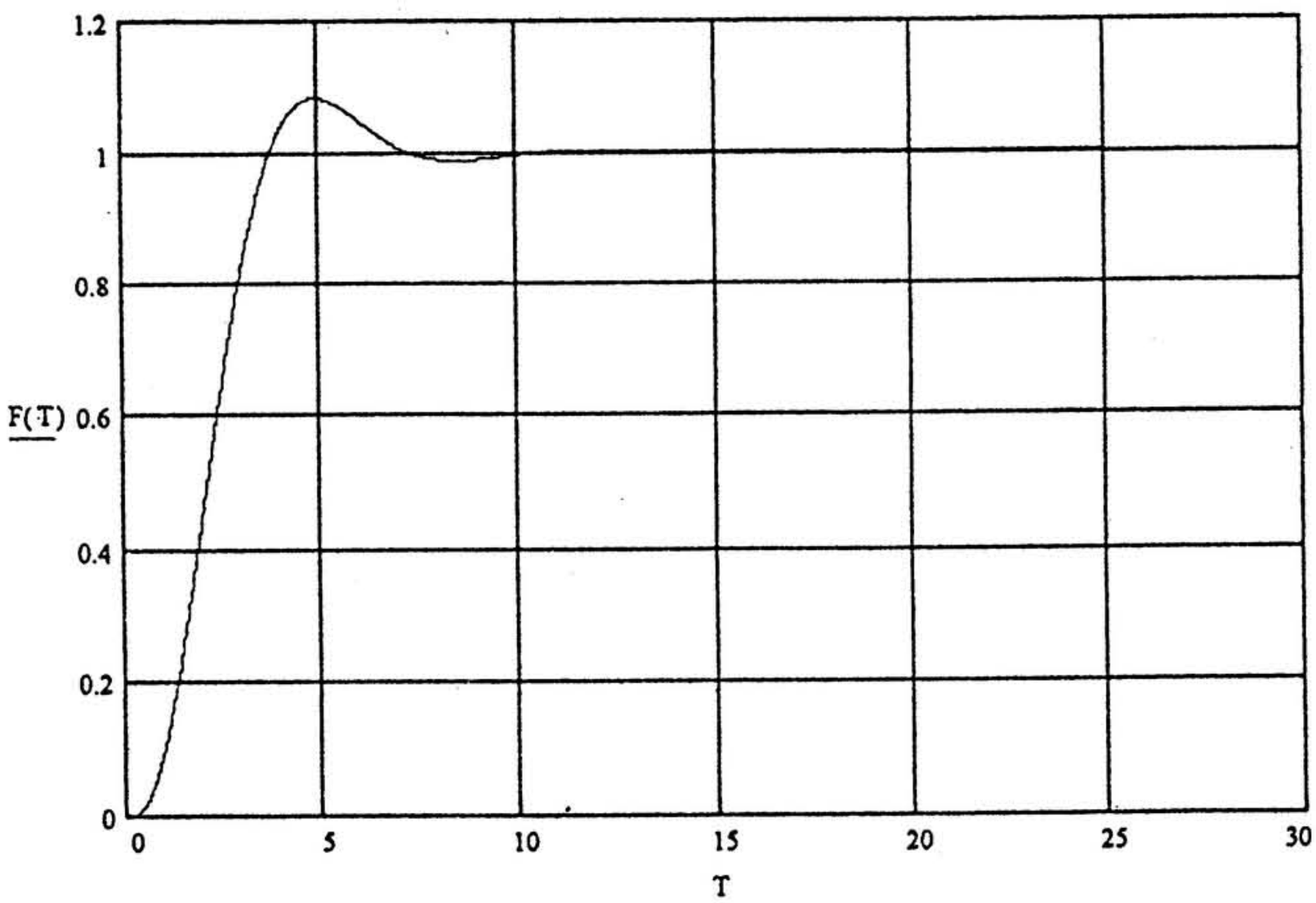


Fig.3.21. Răspunsul la excitaţie treaptă pentru filtrul Butterworth de ordinul 3

3.7. FILTRE ACTIVE

Filtrele active sunt destinate eliminării semnalelor de interferenţă pe linii utilizate pentru transmiterea semnalului util. Acest semnal este de tip tensiune de mică amplitudine (mV... V). Caracteristic structurii unui filtru activ este amplificatorul operaţional, care are rolul funcţional de transformator de impedanţă şi de amplificator. În adevăr, impedanţa de intrare într-un amplificator operaţional este de ordinul $10^9\Omega$ şi, ca urmare, aceasta este impedanţa terminală a circuitului din amonte. Semnalul util este

transferat mai departe de către amplificator. Efectul de filtraj rezultă din modul de realizare al reacției și tipul componentelor pasive alese.

În fig.3.22 se prezintă schema electrică a unui amplificator operațional, folosit ca transformator de impedanță, cu factorul de reacție

$$k = \frac{R_1}{R_1 + R_2} \tag{3.54}$$

și cu amplificarea (inversul factorului de reacție)

$$A = \frac{1}{k} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} \tag{3.55}$$

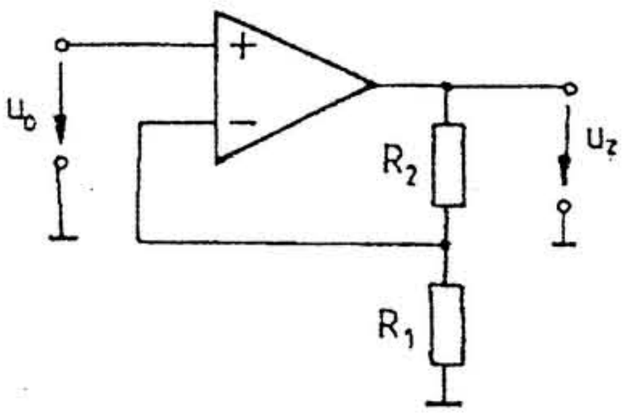


Fig.3.22. Amplificatorul operațional ca transformator de impedanță

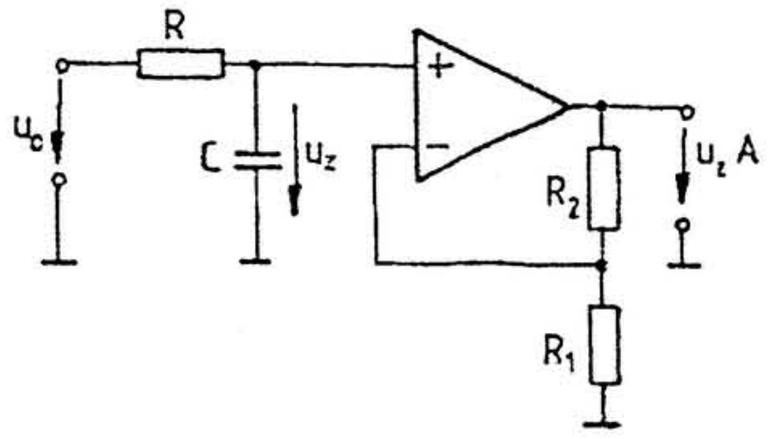


Fig.3.23. Filtru activ de ordinul 1, cu amplificare

Din relația (3.55) se constată că, pentru $R_2 = 0$, amplificarea $A = 1$, iar amplificatorul funcționează ca repetor în tensiune.

In fig.3.23 este prezentată schema electrică de principiu a filtrului activ realizat dintr-o rețea R-C și un amplificator operațional. Cum impedanța de intrare a amplificatorului operațional este foarte mare ($10^9\ \Omega$), se poate considera că rețeaua RC are sarcină nulă. Construirea filtrului activ de tip Butterworth se bazează pe compararea caracteristicii de frecvență cu caracteristica de frecvență normată.

Funcția de transfer este a sistemului RC din amonte și are expresia:

$$H(p) = \frac{\mathcal{L} u_z}{\mathcal{L} u_0} = \frac{1}{1 + RCp} \tag{3.56}$$

iar caracteristica de frecvență corespunzătoare are forma:

$$\underline{H}(j\omega) = \frac{1}{1 + RC\omega_t \cdot \dfrac{j\omega}{\omega_t}} = \frac{1}{1 + RC\omega_t P} \Leftrightarrow \frac{1}{1 + P} \tag{3.57}$$

Prin identificarea coeficienților la numitor se obține capacitatea condensatorului în funcție de frecvența de tăiere

$$C = \frac{1}{R\omega_t} = \frac{1}{R2\pi f_t} \tag{3.58}$$

Semnalul filtrat are amplitudinea $U_f = u_2 A$. O schemă similară este prezentată în fig.3.24. Caracteristica de frecvență corespunzătoare este dată de relația:

$$\underline{H}(j\omega) = -\frac{R_2 / R_1}{1 + R_2 C_2 \omega_t \frac{j\omega}{\omega_t}} = -\frac{R_2 / R_1}{1 + R_2 C_2 \omega_t P} \tag{3.59}$$

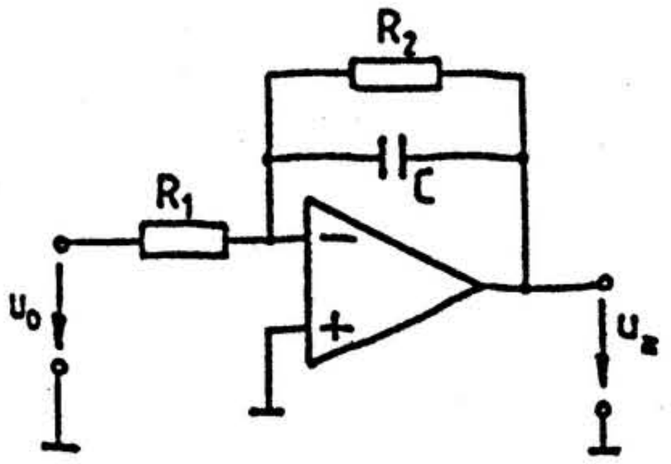


Fig.3.24. Filtru activ de ordinul 1, cu reacţie

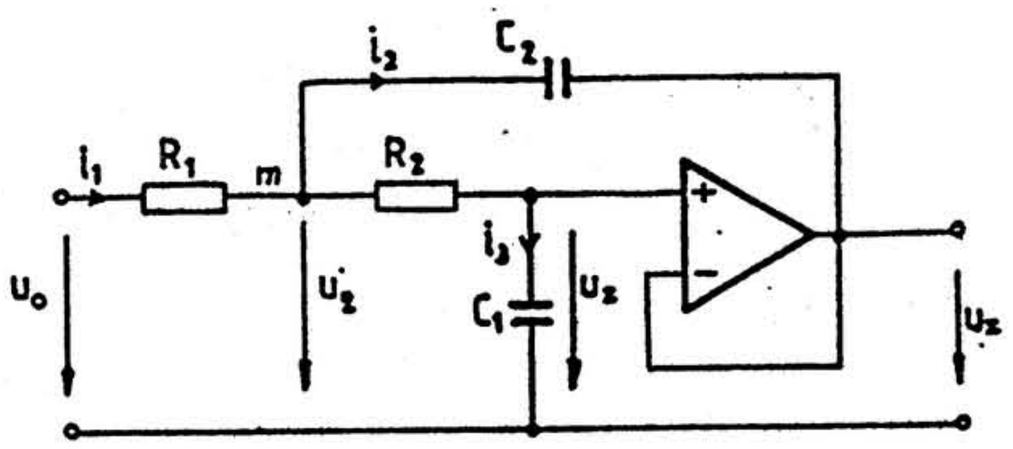


Fig.3.25. Filtru activ de ordinul 2, cu transformator de impedanţă

În fig.3.25 este prezentată schema de principiu a unui filtru de ordinul 2 cu transformator de impedanţă şi cu caracteristica de frecvenţă:

$$\underline{H}(j\omega) = \frac{1}{1 + \omega_t C_1 (R_1 + R_2) P + \omega_t^2 R_1 R_2 C_1 C_2 P^2} \tag{3.60}$$

unde $P = j\omega/\omega_t$, în acord cu relaţiile (3.12) şi (3.13) de la § 3.5.2. Acest tip de filtru este folosit în schema detectorului din voltmetrul de perturbaţii, după cum se arată la § 8.2.2.1.

Notă. Filtrele active sunt realizate sub formă de cipuri care includ funcţiuni multiple de filtraj: trece-jos, trece-sus, trece-bandă ş.a.

3.8. FILTRE PENTRU HIPERFRECVENŢE

În domeniul producerii de microunde (magnetron, clystron) pentru utilizări în tehnica radar şi în transmiţătoarele de microunde filtrarea instalaţiilor de curent intens (de frecvenţă joasă) se realizează cu ajutorul *filtrelor de absorţie* în domeniul de frecvenţă 100 MHz... 100 GHz.

Filtrele de absorbţie se construiesc (CAPCON, N.Y. 10001) în două variante şi anume:

a) Varianta solenoidală. În fig.3.26 este prezentată o schiţă de construcţie pentru un filtru de absorbţie. Componenta esenţială a filtrului (reperul *1*) este masa absorbantă pe bază de răşină epoxidică rezistentă la temperatura de 175° C, optimizată din punct de vedere magnetic, în care este înglobat solenoidul (reperul *2*), parcurs de curentul intens (până la 60 A), de frecvenţă joasă.

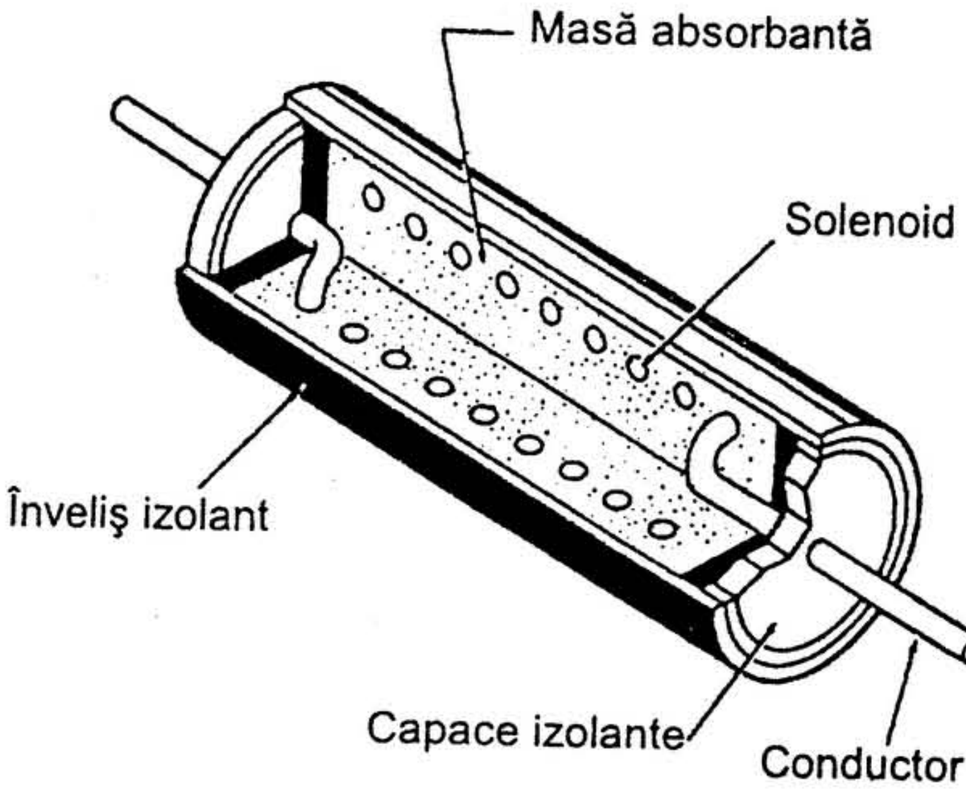


Fig.3.26. Filtru de absorbţie, varianta solenoidală

Avantajul filtrului de absorbție, în domeniul microundelor, în comparație cu filtrele cu bobine cu miez de ferită, constă în aceea că se elimină, în mare măsură, discontinuitatea de impedanță, reflexiile, conectarea la pământ şi formarea de unde staționare (VSWR–Voltage Standing Wave Ratio).

După cum se observă în fig.3.26, structura activă, protejată de învelişul izolant *3*, este închisă cu capacele izolante *4*, astfel că spre exterior conductorul *5* se conectează, prin lipitură sau înşurubare, la circuitul principal. Curba atenuării a unui astfel de filtru este dată (COPCON, Absorbtive filters) în fig.3.27, în care se vede că atenuarea este 60 dB la 0,1 GHz şi mai bună de 100 dB la frecvențe care depăşesc 1 GHz.

b) Varianta flexibilă. În fig.3.28 este prezentată varianta flexibilă a unui filtru, care se compune din:

1 – conductorul central parcurs de curent de lucru intens (1... 100 A) la tensiune relativ mare (500 V... 15 kV); *2* – învelişul absorbant; *3* – izolație; *4* – ecran din tresă metalică; *5* – înveliş izolant de protecție.

Atenuarea oferită de un astfel de filtru flexibil depinde de lungimea sa, care poate varia între aproximativ 75 mm şi 600 mm. Cu cât lungimea este mai mare, cu atât atenuarea este mai mare. Spre exemplu la 1 GHz, atenuarea 100 dB se obține pentru lungimea de 75 mm. Aceeaşi atenuare se regăseşte la 200 MHz la o lungime a filtrului de 600 mm.

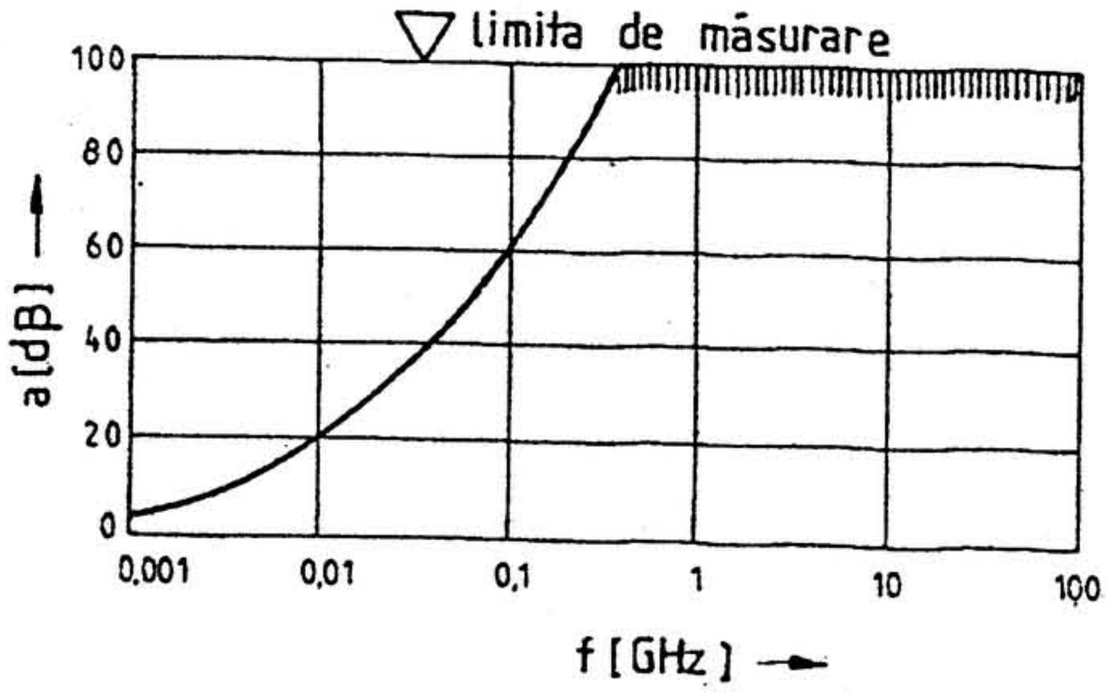


Fig.3.27. Diagrama atenuării pentru filtrul de absorbţie din fig.3.26

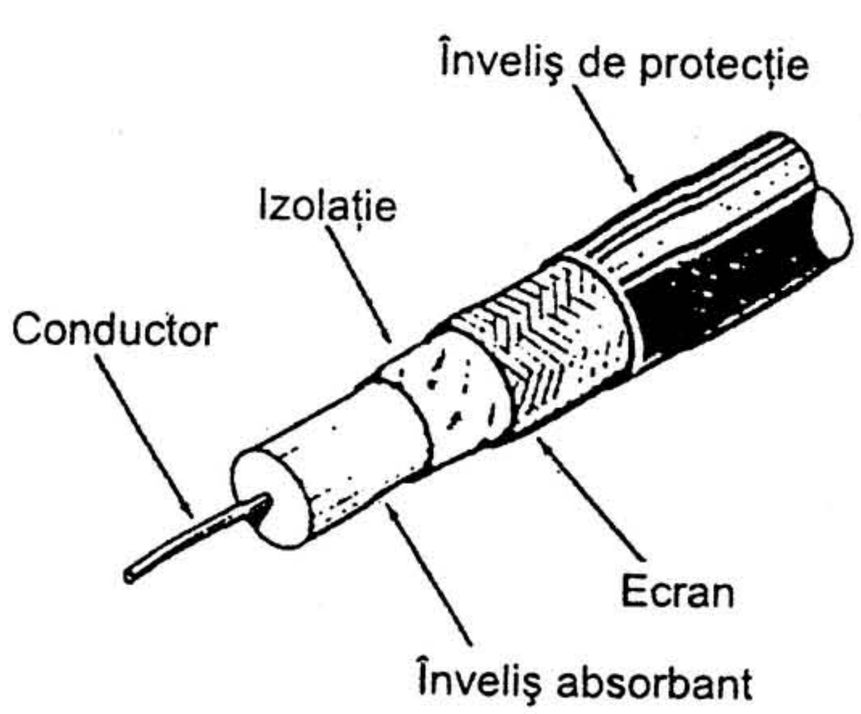


Fig.3.28. Filtru de absorbţie, varianta flexibilă

4 ECRANE

Pentru neutralizarea câmpurilor electromagnetice, în spații în care aceste câmpuri produc interferențe (influențe) asupra semnalului util, transferat de la sursă la receptor, se folosesc (în afară de filtre) şi *ecrane*. Acestea sunt structuri metalice care închid volume în interiorul cărora intensitatea câmpului electromagnetic este diminuată sensibil față de intensitatea câmpului electromagnetic din exteriorul volumului ecranat. Ecranele din tehnica CEM se clasifică în:

a) Ecrane magnetostatice, împotriva câmpurilor magnetice statice;

b) Ecrane electromagnetice, eficiente împotriva câmpului magnetic variabil prin dezvoltarea de curenți turbionari în pereții ecranului:

c) Ecrane (bariere) împotriva câmpului electromagnetic de radiație.

4.1. ECRANE MAGNETOSTATICE

În practică se folosesc incinte ecranate magnetostatic în tehnica de realizare a circuitelor integrate şi la diagnoza medicală [2].

* **Tehnica de realizare a circuitelor integrate**. Instalațiile de litografiere a circuitelor integrate sunt echipate cu generatoare cu fascicule de electroni (EBPG: Electron-Beam-Pattern-Generator). Rezoluția, pentru realizarea măştilor, este acum de 50 nm la cipurile de ordinul Mbit. Deoarece fasciculul de electroni este deviat de câmpurile magnetice, inclusiv cel terestru, confecționarea măştilor se efectuează într-o incintă lipsită de interferența câmpului magnetic terestru.

* **Diagnoza medicală**. Organismul uman este sediul unor curenți electrici care determină transferul de informații prin intermediul sistemului nervos. Curenții electrici produc la rândul lor câmpuri magnetice corespunzătoare. Cu ajutorul tehnicii „magnetocardiografiei“ se pot măsura curenții electrici în țesuturile inimii, iar cu ajutorul tehnicii „magnetoencefalografiei“ se poate măsura distribuția curenților electrici în sistemul nervos al creierului. Localizarea unui traumatism se efectuează pe baza detecției unei stări magnetice anormale. Din această cauză este necesar ca incinta în care se efectuează investigația să constituie un „spațiu liniştit“, adică lipsit de zgomot magnetic.

În cele ce urmează se vor trata analitic ecranele magnetostatice sub formă de tub cilindric şi sub formă de înveliş sferic.

4.1.1. Ecranul tubular cilindric

Un tub cilindric cu dimensiunile din fig.4.1 este plasat transversal în câmpul magnetic static $\mathbf{H}_0 = H_0\mathbf{j}$.

a) **Starea electromagnetică în mediul I, unde $r>r_e$.** În orice punct al acestui domeniu:

$$\text{rot}\,\mathbf{H}_0 = \mathbf{J} = 0 \tag{4.1}$$

şi rezultă că $\mathbf{H}_0$ derivă dintr-un potențial U, adică:

$$\mathbf{H}_0 = -\text{grad}\,U \tag{4.2}$$

Cum şi:
$$\text{div}\,\mathbf{H}_0 = 0, \tag{4.3}$$

rezultă că:
$$\text{div}(\text{grad}\,U) = \Delta U = 0 \tag{4.4}$$

Se transcrie relația (4.4) în coordonate cilindrice, fără efect de capăt:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0 \tag{4.5}$$

care reprezintă o ecuație diferențială cu derivate parțiale, variabilele fiind r şi φ. Pentru soluționarea ecuației diferențiale (4.5) se aplică metoda separării variabilelor şi ca urmare soluția este de forma:

$$U(r,\varphi) = R(r)\phi(\varphi) \tag{4.6}$$

unde $R(r)$ este o funcție numai de r, iar $\phi(\varphi)$ este o funcție numai de φ. Prin introducerea soluției (4.6) în ecuația (4.5) se obține:

$$\frac{R''(r)}{R(r)} + \frac{1}{r}\frac{R'(r)}{R(r)} + \frac{1}{r^2}\frac{\phi''(\varphi)}{\phi(\varphi)} = 0 \tag{4.7}$$

sau, după înmulțire cu r^2, rezultă:

$$r^2\frac{R''(r)}{R(r)} + r\frac{R'(r)}{R(r)} = -\frac{\phi''(\varphi)}{\phi(\varphi)} = n^2 \tag{4.8}$$

relație din care se obțin două ecuații diferențiale, şi anume:

$$R''(r) + \frac{1}{r}R'(r) - \frac{n^2}{r^2}R(r) = 0 \tag{4.9}$$

$$\phi''(\varphi) + n^2\phi(\varphi) = 0 \tag{4.10}$$

Soluția ecuației diferențiale (4.9) este de forma:

$$R(r) = C_1 r^n + C_2 r^{-n} \tag{4.11}$$

iar a ecuației diferențiale (4.10) este:

$$\phi(\varphi) = A\sin(n\varphi) + B\cos(n\varphi) \tag{4.12}$$

astfel că soluția generală (4.6) devine:

$$U(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} (C_1 r^n + C_2 r^{-n})[A\sin(n\varphi) + B\cos(n\varphi)] \tag{4.13}$$

Discuția soluției (4.13). Pentru un punct $P(r, \varphi)$, din fig.4.1, situat la o distanță r foarte mare, ecranul feromagnetic nu influențează potențialul magnetic scalar, care este de forma:

$$U = -H_0 y = -H_0 r\sin\varphi \tag{4.14}$$

Într-adevăr, din potențialul scalar se reconstituie câmpul magnetic:

$$-\frac{\partial U}{\partial y} = H_0 \tag{4.15}$$

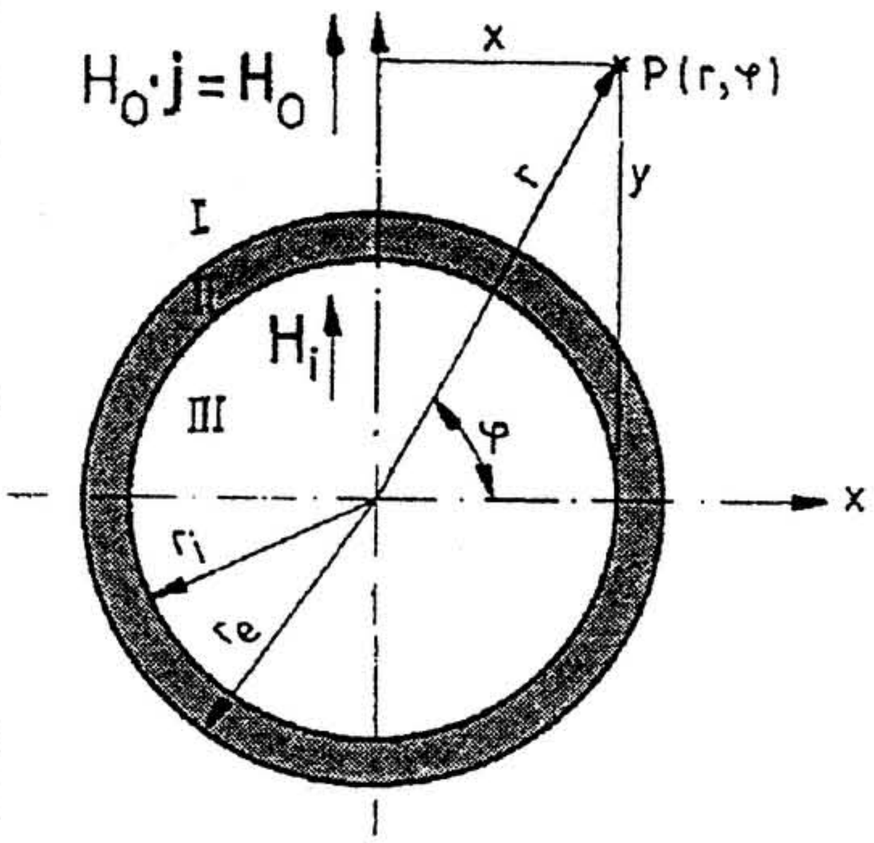


Fig.4.1. Ecranul cilindric în câmp magnetic transversal

Starea magnetică în domeniul I. Soluția (4.14) se regăseşte în soluția generală (4.13), dacă $n = 1$ şi $B = 0$, astfel că pentru domeniul I soluția generală (4.13) devine:

$$U_I(r, \varphi) = -\left(H_0 r + \frac{C_2}{r}\right)\sin\varphi \tag{4.16}$$

b) **Starea magnetică în mediul II, înveliş cilindric de grosime r_e–r_i.**

În acest mediu, excitația fiind statică, nu se produc curenți turbionari.

Potențialul magnetic scalar are aceeaşi *formă* ca în mediul I, relația (4.16), dar cu alte constante:

$$U_{II}(r,\varphi) = -\left(C_3 r + \frac{C_4}{r}\right)\sin\varphi \tag{4.17}$$

c) **Starea magnetică în mediul III, pentru $r < r_e$**

În acest domeniu, se elimină din relația (4.16) soluția care conține termenul C_2/r pentru că acesta nu convine din punct de vedere fizic, adică dacă $r \to 0$, $C_2/r \to \infty$. În locul constantei C_3 apare constanta C_5:

$$U_{III}(r,\varphi) = -C_5 r\sin\varphi \tag{4.18}$$

În relațiile (4.16), (4.18) apar necunoscutele C_2, C_3, C_4, C_5, care se determină prin condițiile de graniță conform cărora se conservă potențialul magnetic scalar şi componenta normală a inducției magnetice.

La granița între domeniile I şi II, pentru $r = r_e$, se conservă:

* Componenta tangențială a câmpului magnetic, pentru $\varphi = 0$:

$$\text{grad}_{\varphi}U = -\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial \varphi};\ H_0 r_e + \frac{C_2}{r_e} = C_3 r_e + \frac{C_4}{r_e} \tag{4.19}$$

* Componenta normală a inducției magnetice, pentru $\varphi = \pi/2$:

$$-\mu\,\text{grad}_r U = -\mu\frac{\partial U}{\partial r};\ H_0 - \frac{C_2}{r_e^2} = \mu_r C_3 - \mu_r\frac{C_4}{r_e^2} \tag{4.20}$$

La granița între domeniile II şi III, pentru $r = r_i$, se conservă:

* Componenta tangențială a câmpului magnetic, pentru $\varphi = 0$:

$$C_3 + \frac{C_4}{r_i^2} = C_5 \tag{4.21}$$

* Componenta normală a inducției magnetice, pentru $\varphi = \pi/2$:

$$\mu_r C_3 - \mu_r\frac{C_4}{r_i^2} = C_5 = H_i \tag{4.22}$$

Din relațiile (4.19)... (4.22) se determină constanta C_5, care reprezintă câmpul magnetic din domeniul cilindric, cu $r < r_i$, şi anume:

$$C_5 = H_i = \frac{4\mu_r H_0}{(1+\mu_r)^2 - (1-\mu_r)^2 (r_i/r_e)^2} \tag{4.23}$$

Factorul de ecranare este definit de raportul $H_i / H_e = F_e$ şi este subunitar. Inversul factorului de ecranare reprezintă eficiența S a ecranării şi arată de câte ori câmpul magnetic H_i din domeniul III este diminuat, față de câmpul magnetic incident H_0. Eficiența ecranării are expresia:

$$S = \frac{(1+\mu_r)^2 - (1-\mu_r)^2 (r_i/r_e)^2}{4\mu_r} \tag{4.24}$$

Din relația (4.24) rezultă:

* Eficiența eranării depinde, pentru o valoare a permeabilității relative dată, numai de raportul $(r_i / r_e)^2$;

* Pentru $\mu_r = 1$ adică materiale neferomagnetice, $H_0 = H_i$, adică dispare efectul de ecranare.

Notă. Prezența ecranului are drept urmare „sugerea" liniilor de câmp în ecran, ca în fig.4.2, dacă materialul ecranului este feromagnetic, adică $\mu_r >> 1$.

În fig.4.3 se arată dependența eficienței S, conform cu relația (4.24), în funcție de $k = r_i / r_e$, având ca parametru permeabilitatea relativă μ_r.

În fig. 4.4 se observă eficiența ecranului în funcție de permeabilitatea relativă, având ca parametru $k = r_i / r_e$. Folosirea materialelor cu permeabilitate mare, de tipul Mumetall, Permaloy, este de natură să crească sensibil eficiența ecranării.

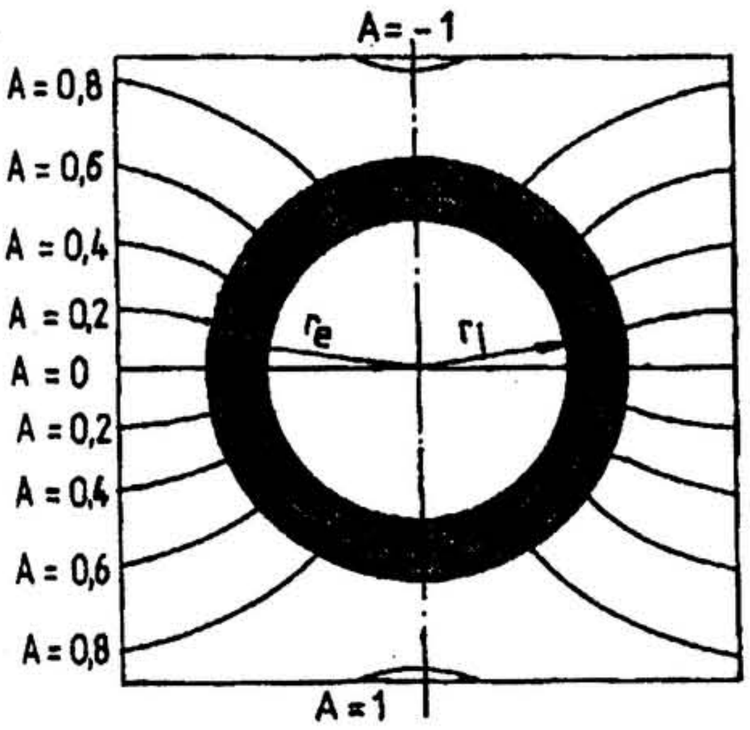


Fig.4.2. Ecranul cilindric drept concentrator de câmp magnetic

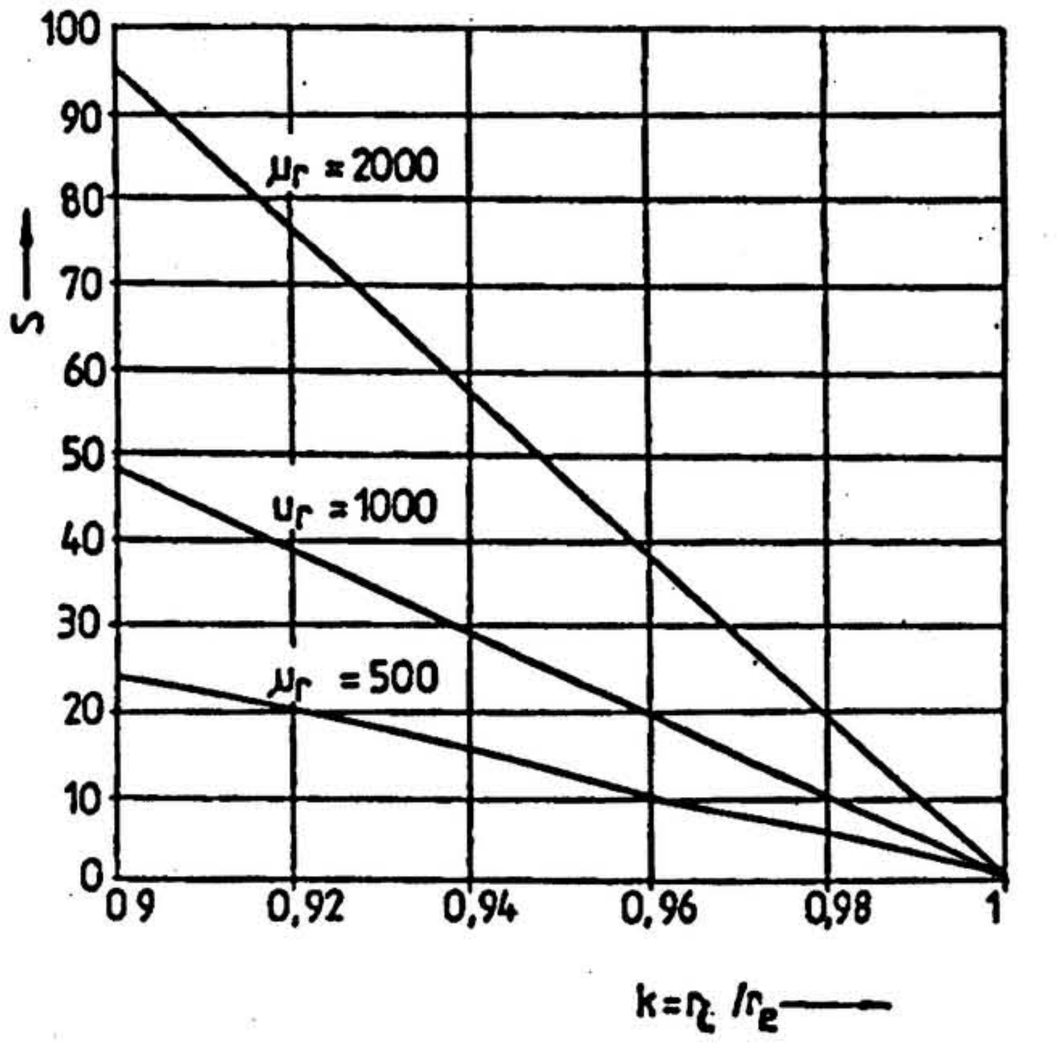


Fig.4.3. Eficienţa ecranului cilindric, în funcţie de $k = r_i / r_e$

4.1.2. Ecranul sferic

Acesta este un înveliş metalic sferic aşezat în câmpul magentic static şi uniform. Cu notaţia $2r_i$ pentru diametrul interior şi $2r_e$ pentru cel exterior se alege sistemul de coordonate sferice astfel ca direcţia vectorului câmp magnetic $\mathbf{H}_0$ să coincidă cu direcţia z, ca în fig.4.5, în care s-a reprezentat o secţiune în ecranul sferic.

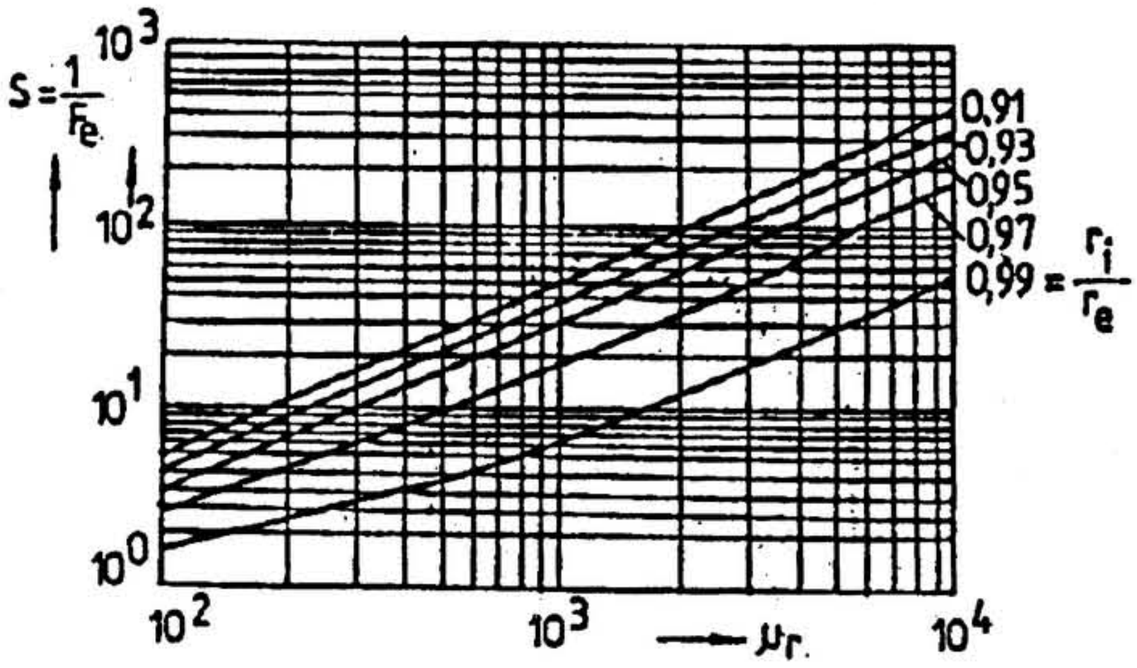


Fig.4.4. Eficienţa ecranului cilindric în funcţie de μ_r

a) **Starea electromagnetică în mediul I, cu $r > r_e$,** este descrisă de relaţiile: $\text{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{J} = 0$; $\mathbf{H} = -\,\text{grad}\,U$; $\text{div}\,\mathbf{H} = 0$ şi $\text{div}(\text{grad}\,U) = \Delta U = 0$. În coordonate sferice, cu simetrie axială în jurul axei z, laplaceianul are forma:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta \frac{\partial U}{\partial \theta}\right) = 0 \qquad (4.25)$$

Pentru soluţionarea ecuaţiei diferenţiale (4.25) se foloseşte metoda separării variabilelor şi ca urmare soluţia generală este:

$$U(r, \theta) = R(r)\,\Theta(\theta) = R\,\Theta \qquad (4.26)$$

Prin introducerea soluţiei (4.26) în ecuaţia (4.25) se obţine

$$2rR'\,\Theta + r^2 R''\,\Theta + \cot\theta R\,\Theta' + R\,\Theta'' = 0, \qquad (4.27)$$

iar prin împărţire cu (4.26) se separă variabilele:

$$\frac{1}{R}\left(r^2R'' + 2rR'\right) = -\frac{1}{\Theta}\left(\Theta'' - \cot\theta\,\Theta'\right) = k \tag{4.28}$$

şi se obțin două ecuații diferențiale, şi anume:

$$r^2R'' + 2rR' - kR = 0 \tag{4.29}$$

$$\Theta'' + \cot\theta\,\Theta' + k\,\Theta = 0 \tag{4.30}$$

Soluțiile ecuațiilor (4.29) şi (4.30) sunt de forma:

$$R(r) = C_1 r^m + \frac{C_2}{r^{m+1}}, \text{ respectiv} \tag{4.31}$$

$$\Theta(\theta) = P_m(\cos\theta) \tag{4.32}$$

unde $P_m(\cos\theta)$ este polinomul Legendre, cu expresia:

$$P_m(\cos\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2^m m!}\left[\frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}(\cos\theta)^m}\left(\cos^2\theta - 1\right)^m\right] \tag{4.33}$$

Ca urmare soluția generală (4.26) devine:

$$U(r,\theta) = \sum_{m=0}^{\infty}\left(C_1 r^m + \frac{C_2}{r^{m+1}}\right)P_m(\cos\theta) \tag{4.34}$$

unde $k = m(m+1)$.

Discuția soluției (4.34). Pentru un punct P, din fig.4.5, situat la mare depărtare de ecranul sferic, reacția acestuia nu se mai face simțită şi ca urmare potențialul magnetic scalar poate fi scris sub forma: $U = -H_0 z$, fiindcă $-\partial U / \partial z = H_0$, dar $z = r\cos\theta$ şi ca urmare expresia potențialului magnetic scalar este:

$$U(r,\theta) = -H_0 r\cos\theta \tag{4.35}$$

Soluția (4.35) a punctului îndepărtat este cuprinsă cu necesitate în soluția generală (4.34) şi ca urmare $m = 1$, iar soluția pentru potențialul magnetic scalar este:

$$U_{\mathrm{I}}(r,\theta) = -\left(H_0 r + \frac{C_2}{r^2}\right)\cos\theta \tag{4.36}$$

pentru că $P_i(\cos\theta)$ cu $i = 1$ este $P_1(\cos\theta) = \cos\theta$.

b) **Starea magnetică în domeniul II, cu $r_i < r < r_e$.** În acest domeniu ecuațiile care descriu starea magnetică sunt similare cu cele care descriu starea magnetică din domeniul I şi ca urmare expresia potențialului magnetic scalar este:

$$U_{\mathrm{II}}(r,\theta) = -\left(C_3 r + \frac{C_4}{r^2}\right)\cos\theta \tag{4.37}$$

c) **Starea magnetică în domeniul III,** cu $r < r_i$. Pentru acest domeniu ar fi valabilă o soluție de forma (4.36) şi (4.37), adică

$$U_{\text{III}}(r,\theta)=-\left(C_5 r+\frac{C_6}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (4.38)$$

dar soluția $-\frac{C_6}{r^2}\cos\theta$ se elimină, deoarece pentru $r\to 0$, potențialul magnetic scalar ar deveni infinit. Rămâne deci:

$$U_{\text{III}}(r,\theta)=-C_5 r\cos\theta \qquad (4.39)$$

La granița între domeniile I şi II, pentru $r = r_e$, se conservă:

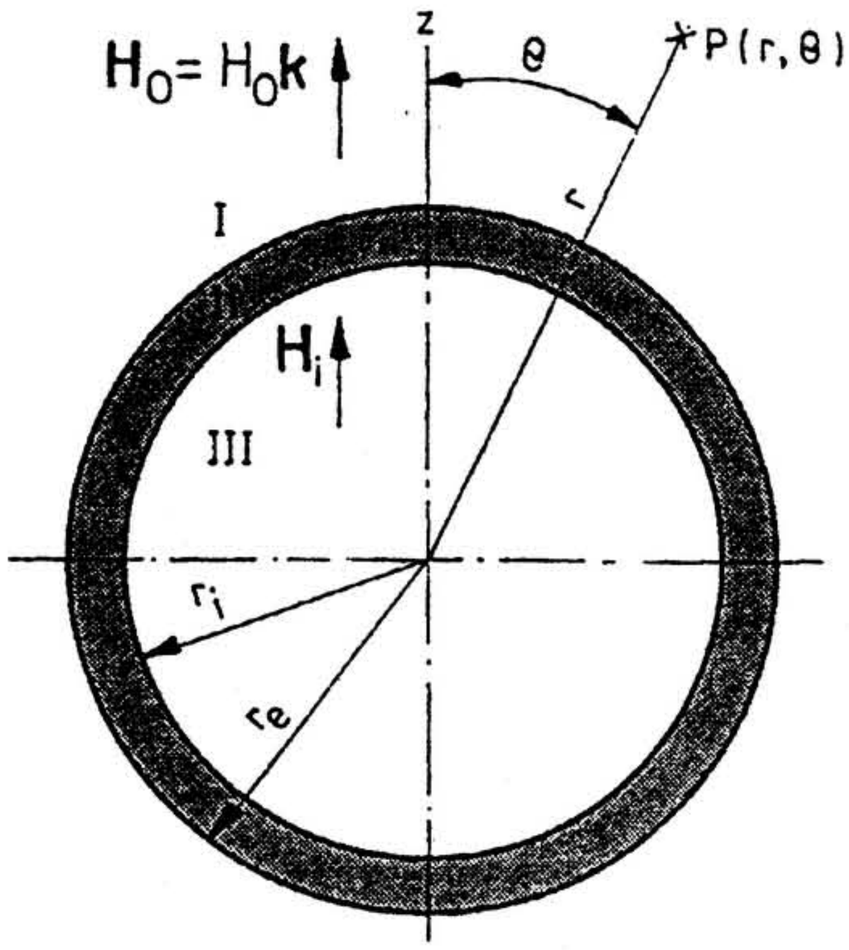


Fig.4.5. Ecranul sferic

* Componenta tangențială a câmpului magnetic, pentru $\theta=\pi/2$:

$$-\text{grad}_\theta U=-\frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial\theta};\ H_0 r_e+\frac{C_2}{r_e^2}=C_3 r_e+\frac{C_4}{r_e^2} \qquad (4.40)$$

* Componenta normală a inducției magnetice, pentru $\theta = 0$:

$$-\mu\,\text{grad}\,U=-\mu\frac{\partial U}{\partial r};\ H_0-\frac{2C_2}{r_e^3}=\mu_3 C_3-\mu_r\frac{2C_4}{r_e^3} \qquad (4.41)$$

La granița între domeniile II şi III, pentru $r = r_i$, se conservă:

* Componenta tangențială a câmpului magnetic, pentru $\theta=\pi/2$:

$$C_3+\frac{C_4}{r_i^3}=C_5 \qquad (4.42)$$

* Componenta normală a inducției magnetice:

$$\mu_r C_3-\mu\frac{2C_4}{r_i^3}=C_5=H_i \qquad (4.43)$$

În relația (4.43) se observă că $C_5=H_i$, adică această constantă reprezintă câmpul magnetic în volumul ecranat. Din relațiile (4.40)... (4.43) se deduc constantele C_2, C_3, C_4, C_5. Se obține astfel expresia pentru câmpul magnetic din volumul ecranat:

$$H_i=C_5=\frac{H_0}{1+\frac{2}{9}\left[1-\left(\frac{r_i}{r_e}\right)^3\right]\left[\frac{1}{\mu_r}+\mu_r-2\right]} \qquad (4.44)$$

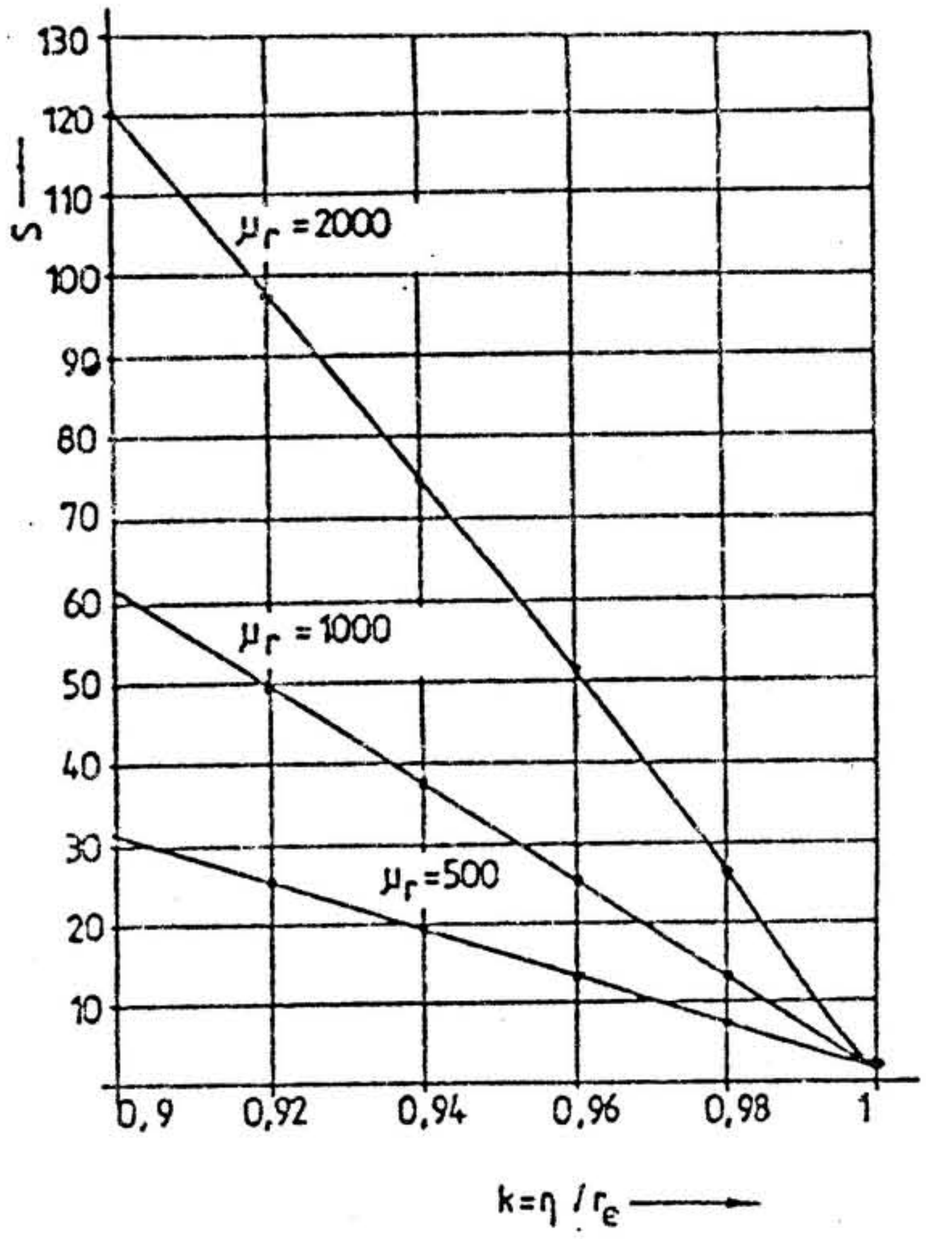


Fig.4.6. Eficienţa ecranului sferic în funcţie de $k = r_i / r_e$

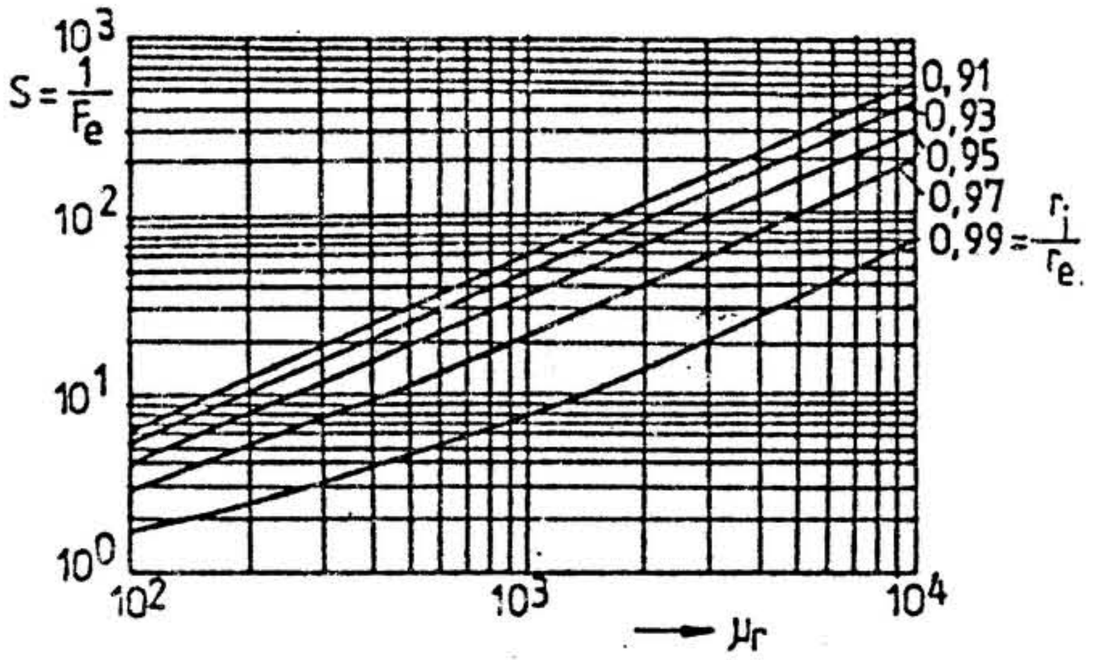


Fig.4.7. Eficienţa ecranului sferic în funcţie de μ_r

sau eficienţa ecranului:

$$S = 1 + \frac{2}{9}\left(1 - k^3\right)\left(\frac{1}{\mu_r} + \mu_r - 2\right);\ k = r_i / r_e \qquad (4.45)$$

Din relaţia (4.45) se observă că eficienţa ecranului depinde de raportul $k = r_i / r_e$ şi de permeabilitatea relativă μ_r. Şi în acest caz aliajele de mare permeabilitate, cum sunt cele denumite comercial Mumetall, Ultraperm ş.a., sunt de natură să crească eficienţa ecranării. În fig.4.6 s-a reprezentat grafic eficienţa ecranului sferic în funcţie de raportul razelor r_i / r_e, pentru μ_r = 500; 1000; 2000, iar în fig.4.7 s-a reprezentat grafic eficienţa ecranului în funcţie de permeabilitatea relativă, având ca parametru raportul $r_i / r_e = k$.

4.1.3. Linii de câmp magnetic

Determinarea eficienţei ecranelor, cilindric şi sferic, cu relaţiile (4.24) şi (4.45), s-a realizat cu ajutorul metodei potenţialului magnetic scalar. Pentru a trasa liniile de câmp magnetic, şi deci pentru a observa proprietatea de concentrator de linii de câmp magnetic a ecranelor magnetostatice, este util să se folosească metoda potenţialului magnetic vector. Din lucrările de electrotehnică [31] se cunoaşte că locul geometric al potenţialului magnetic vector constant reprezintă linia de câmp magnetic. Există şi interesul de a observa starea magnetică, adică inducţia magnetică maximă în ecran, în vederea cunoaşterii punctului de funcţionare pe caracteristica de magnetizare. În acest

sens, pentru generalizare, se consideră şi corpurile masive, adică bara cilindrică şi sfera plină.

În fig.4.8 se consideră sistemul de referinţă în coordonate cilindrice pentru bara cilindrică (*a*) şi ecranul cilindric (*b*). Pentru a scrie expresia potenţialului magnetic vector se consideră că în punctul *P*, la mare depărtare faţă de corpul feromagnetic, inducţia magnetică **B** este produsă de densitatea de curent **J**, la mare depărtare de punctul *P*, conform relaţiei de definiţie a potenţialului magnetic vector

$$\mathbf{A}=\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\mathbf{J}\mathrm{d}V}{r_\mathrm{d}} \tag{4.46}$$

Ca urmare, potenţialul magnetic vector va avea componentă numai după direcţia **k** (perpendicular cu planul desenului) şi deci

$$\mathbf{A}_a = A_z\mathbf{k} = \mu_0 H_0 r\cos\varphi\,\mathbf{k} \tag{4.47}$$

Relaţia (4.47) este verificată de expresia inducţiei magnetice, calculată în coordonate cilindrice:

$$B_r = \mathrm{rot}_\mathrm{r}\mathbf{A}_a = \frac{1}{r}\frac{\partial A_z}{\partial\varphi} = -\mu_0 H_0\sin\varphi$$

$$B_\varphi = \mathrm{rot}_\varphi\mathbf{A}_a = -\frac{\partial A_z}{\partial r} = -\mu_0 H_0\cos\varphi \tag{4.48}$$

$$\mathbf{B} = \sqrt{B_r^2 + B_\varphi^2}\;\mathbf{j} = \mu_0 H_0\mathbf{j}$$

unde $\mu_0 H_0$ este inducţia magnetică de excitaţie.

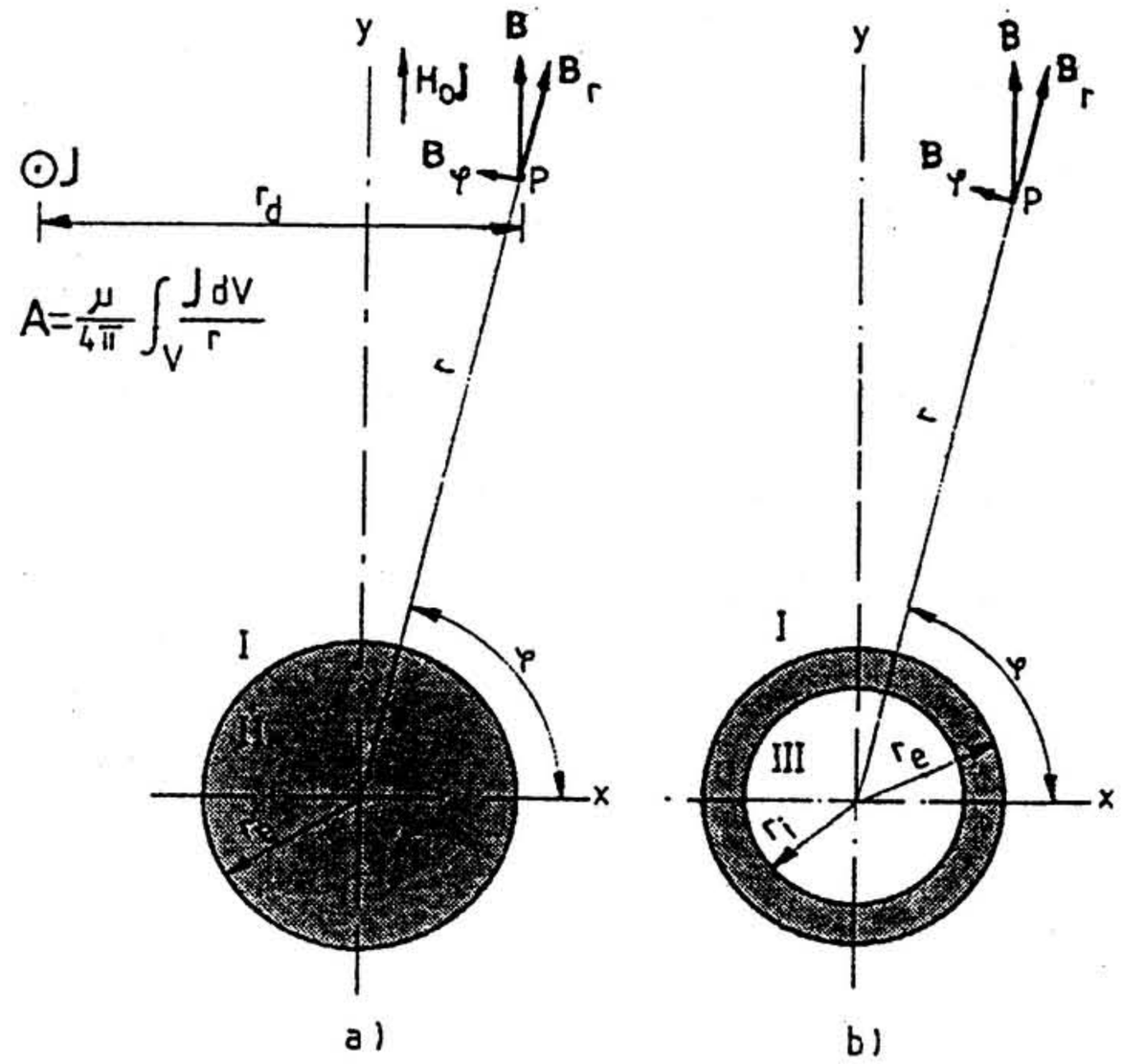


Fig.4.8. Sistem de referinţă în coordonate cilindrice:
a – bara cilindrică; *b* – ecranul cilindric

4.1.3.1. Bara cilindrică. *În apropierea corpului feromagnetic, adică* pentru $r \geq r_e$, se produce o reacție a corpului feromagnetic astfel că expresia potențialului magnetic vector se scrie:

$$\mathbf{A}_b = A_z \mathbf{k} = \mu_0 H_0 \left(r + \frac{C_1}{r} \right) \cos \varphi \, \mathbf{k} \tag{4.49}$$

Termenul $\mu_0 H_0 C_1 / (r \cos \varphi) \, \mathbf{k}$ reprezintă tocmai reacția menționată, urmând a se determina constanta C_1. Dacă $r \to \infty$, observăm că se regăseşte relația (4.47).

Componentele inducției magentice sunt:

$$\begin{aligned} B_r &= \mathrm{rot}_r \mathbf{A}_b = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} = -\mu_0 H_0 \left(1 + \frac{C_1}{r^2} \right) \sin \varphi \\ B_\varphi &= \mathrm{rot}_\varphi \mathbf{A}_b = -\frac{\partial A_z}{\partial r} = -\mu_0 H_0 \left(1 - \frac{C_1}{r^2} \right) \cos \varphi \end{aligned} \tag{4.50}$$

În interiorul barei cilindrice se menține relația (4.49), cu observația că termenul care conține pe r^2 la numitor nu are semnificație fizică şi deci:

$$\mathbf{A}_c = A_z \, \mathbf{k} = C_2 r \cos \varphi \, \mathbf{k} \tag{4.51}$$

$$\begin{aligned} B_r &= \mathrm{rot}_r \mathbf{A}_c = \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} = -C_2 \sin \varphi \\ B_\varphi &= \mathrm{rot}_\varphi \mathbf{A}_c = -\frac{\partial A_z}{\partial r} = -C_2 \cos \varphi \end{aligned} \tag{4.52}$$

Condiții de graniță. Pentru $r = r_e$ şi $\varphi = \pi / 2$, la granița între domeniile I şi II se conservă componenta normală a inducției magnetice:

$$\varphi_0 H_0 \left(1 + \frac{C_1}{r_e^2} \right) = C_2 \tag{4.53}$$

Pentru $r = r_e$ şi $\varphi = 0$, se conservă componenta tangențială a câmpului magnetic:

$$\frac{\mu_0 H_0}{\mu_0} \left(1 - \frac{C_1}{r_e^2} \right) = \frac{C_2}{\mu_0 \mu_r} \tag{4.54}$$

Din relațiile (4.53) şi (4.54) se obțin constantele:

$$C_1 = r_e^2 \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \tag{4.55}$$

$$C_2 = \mu_0 H_0 \left(1 + \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) = B_i \tag{4.56}$$

Expresiile potențialului magnetic vector se oțin înlocuind valorile constantelor C_1 şi C_2 în expresiile (4.49) şi (4.51):

$$\mathbf{A}_b = \mu_0 H_0 \left(r + \frac{r_e^2}{r} \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cos\varphi \, \mathbf{k} \tag{4.57}$$

$$\mathbf{A}_c = \mu_0 H_0 r \left(1 + \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right) \cos\varphi \, \mathbf{k} \tag{4.58}$$

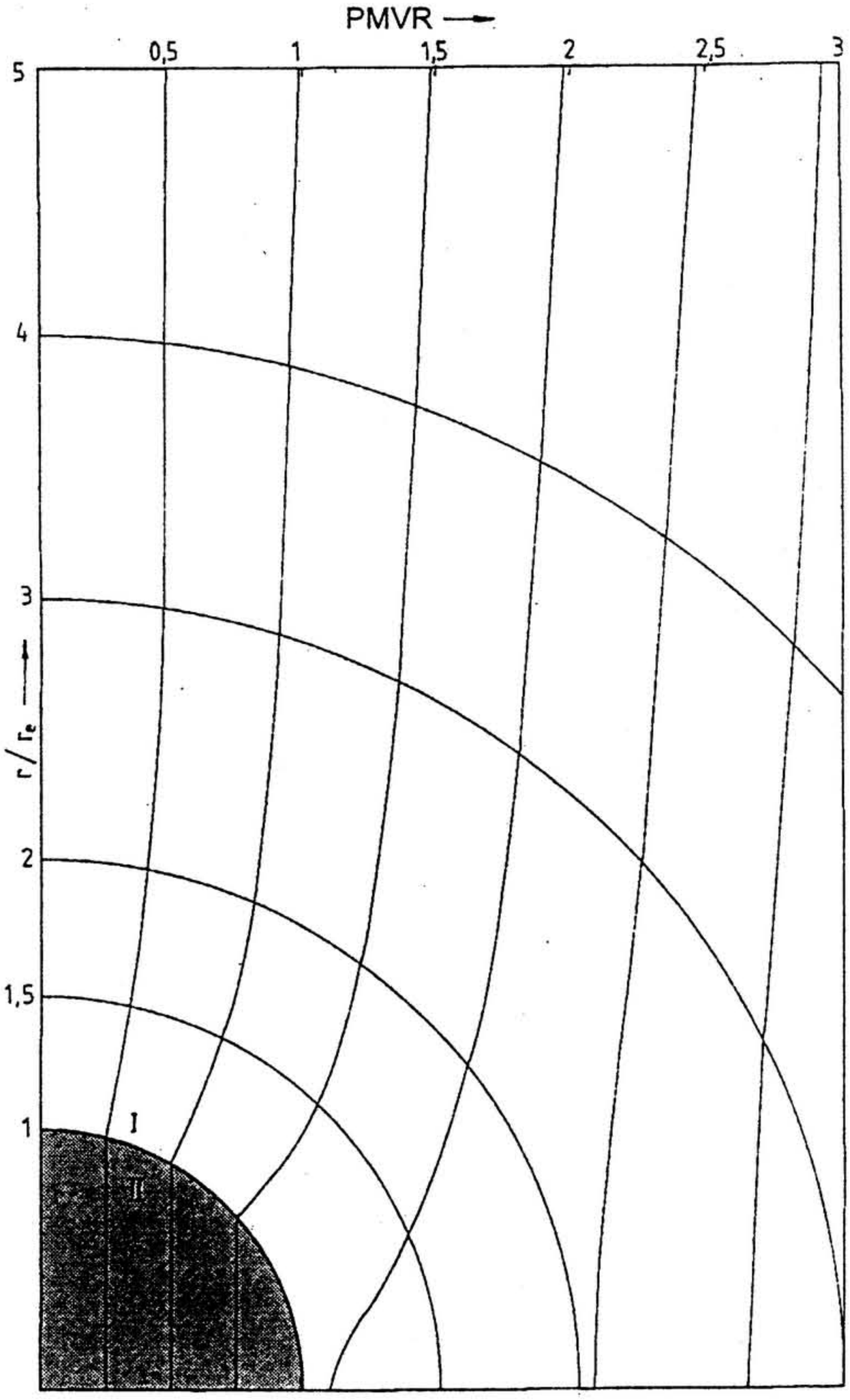


Fig.4.9. Linii de câmp magnetic pentru bara cilindrică

În interiorul barei cilindrice, se observă identitatea între constanta C_2 şi inducția magnetică. Pentru a trasa liniile de câmp magnetic se exprimă modulul potențialului magnetic vector raportat (PMRV) şi se obține:

* În mediul I: $$\frac{A_b}{\mu_0 H_0 r_e}=\left(\frac{r}{r_e}+\frac{r_e}{r}\cdot\frac{\mu_r-1}{\mu_r+1}\right)\cos\varphi=\text{const.} \tag{4.59}$$

* În mediul II: $$\frac{A_c}{\mu_0 H_0 r_e}=\frac{r}{r_e}\left(1+\frac{\mu_r-1}{\mu_r+1}\right)\cos\varphi=\text{const.} \tag{4.60}$$

Pentru o valoare de (0,5; 1; 1,5; 2; 2,5; 3) atribuită constantelor din relațiile (4.59) şi (4.60), şi pentru o rază normată r/r_e îi corespunde un unghi φ. Diagrama corespunzătoare a liniilor de câmp magnetic este dată în fig.4.9. Inducția în secțiunea transversală a barei cilindrice este o mărime constantă şi este dată de relația (4.56). Din această relație rezultă că inducția magnetică nu poate depăşi de două ori inducția magnetică de excitație.

4.1.3.2. Ecranul cilindric. Procedând în mod similar ca la bara cilindrică, dar observând că în cazul ecranului cilindric există trei domenii, se obțin [57]:

* Expresiile potențialului magnetic vector raportat (PMVR):

$$\left.\begin{aligned}
\frac{A_{\mathrm{I}}}{\mu_0 H_0 r_e}&=\left(\frac{r}{r_e}+\frac{r_e}{r}\,\frac{\mu_r-R}{\mu_r+R}\right)\cos\varphi\\
\frac{A_{\mathrm{II}}}{\mu_0 H_0 r_e}&=\frac{1+(\mu_r-R)/(\mu_r+R)}{\mu_r+1-k^2(\mu_r-1)}\left[\frac{r}{r_e}(\mu_r+1)-\frac{k^2 r_e}{r}(\mu_r-1)\right]\cos\varphi\\
\frac{A_{\mathrm{III}}}{\mu_0 H_0 r_e}&=\frac{2}{r_e}\cdot\frac{1+(\mu_r-R)/(\mu_r+R)}{\mu_r+1-k^2(\mu_r-1)}\cos\varphi
\end{aligned}\right\} \tag{4.61}$$

* Inducția magnetică maximă:

$$B_{\varphi=0}=\frac{2\mu_r[1+(\mu_r-R)/(\mu_r+R)]}{\mu_r+1-k^2(\mu_r-1)}\mu_0 H_0 \tag{4.62}$$

cu notațiile:

H_0 – câmpul magnetic de excitație;

$k=r_i/r_e$ (fig.4.8, *a*);

$$R=\frac{\mu_r+1+k^2(\mu_r-1)}{\mu_r+1-k^2(\mu_r-1)} \tag{4.63}$$

În fig.4.10 s-au desenat liniile de câmp magnetic pentru ecranul tubular cilindric, în acord cu reațiile (4.61). Expresia pentru eficiența ecranării se menține (4.24), obținută prin metoda potențialului magnetic scalar.

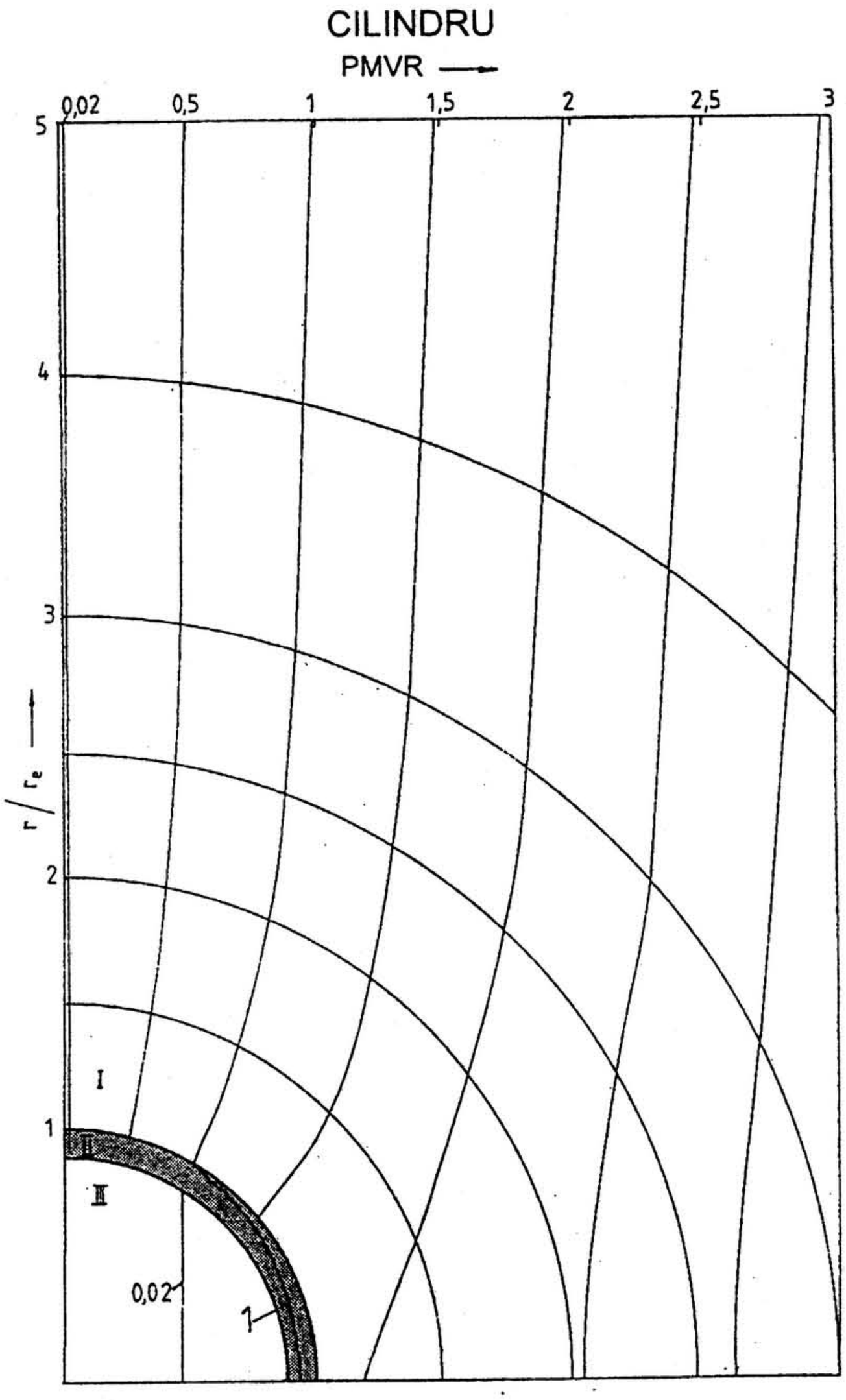


Fig.4.10. Linii de câmp magnetic pentru ecranul cilindric

4.1.3.3. Sfera masivă. În scopul desenării liniilor de câmp magnetic pentru sfera masivă şi ecranul sferic se foloseşte sistemul de coordonate sferice, ca în fig.4.11, *a*. Într-un punct *P*, situat la mare deprtare de sfera feromagnetică, inductanța magnetică *B* poate fi considerată ca fiind produsă de curentul *I*, care parcurge un drum circular.

În acord cu relația de definiție a potențialului magnetic vector:

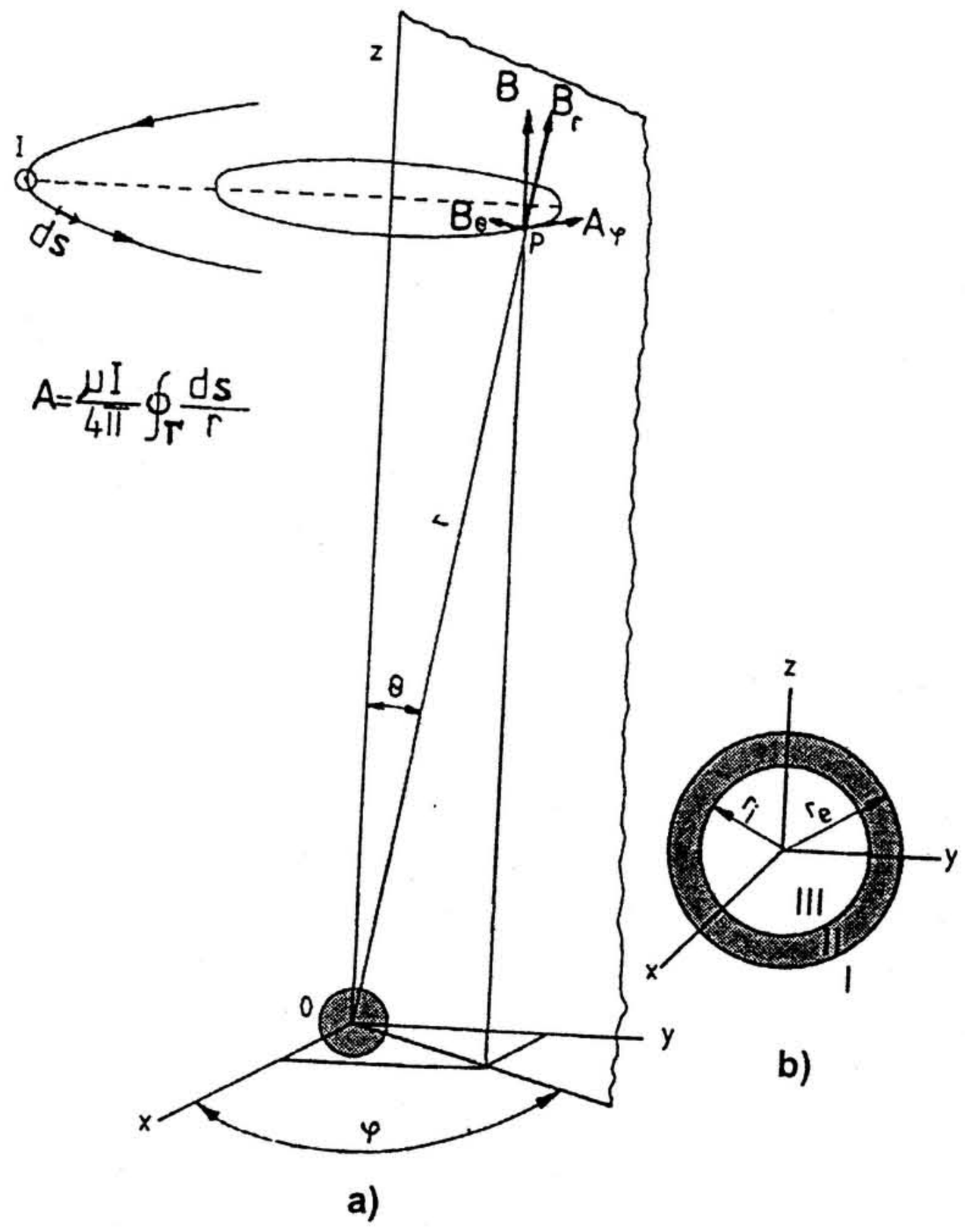
$$\mathbf{A} = \frac{\mu I}{4\pi} \oint_{\varphi} \frac{\mathrm{ds}}{r} \tag{4.64}$$

rezultă că în punctul *P* potențialul magnetic vector are componentă numai după direcția φ:

$$\mathbf{A}_\infty = \mathbf{A}_\varphi = \frac{1}{2}\mu_0 H_0 r \sin\theta\,\varphi \tag{4.65}$$

cu componentele inducției magnetice:

$$\left.\begin{aligned} B_r &= \operatorname{rot}_r \mathbf{A}_\varphi = \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\, A_\varphi\right)\right] \\ B_\theta &= \operatorname{rot}\mathbf{A}_\varphi = \frac{1}{r\sin\theta}\left[-\sin\theta\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_\varphi\right)\right] \\ \mathbf{B} &= \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2}\ \mathbf{k} = \mu_0 H_0 \mathbf{k} \end{aligned}\right\} \tag{4.66}$$



$$A = \frac{\mu I}{4\pi}\oint_\Gamma \frac{ds}{r}$$

Fig.4.11. Sistem de referință în coordonate sferice:
a – sfera masivă; *b* – ecranul sferic

Pentru cele două domenii se obțin [57] expresiile potențialului magnetic vector raportat (PMVR):

$$\frac{A_{\mathrm{I}}}{\mu_0 H_0 r_e / 2} = \left[\frac{r}{r_e} + \left(\frac{r_e}{r}\right)^2 \frac{2(\mu_0 - 1)}{2 + \mu_r}\right] \sin\theta$$
$$\frac{A_{\mathrm{II}}}{\mu_0 H_0 r_e / 2} = \frac{r}{r_e} \cdot \frac{3\mu_r}{4\mu_r + 2} \sin\theta \qquad (4.67)$$

şi inducţia magnetică în sfera masivă:

$$B = \mu_0 H_0 \frac{6\mu_r}{4 + 2\mu_r} \qquad (4.68)$$

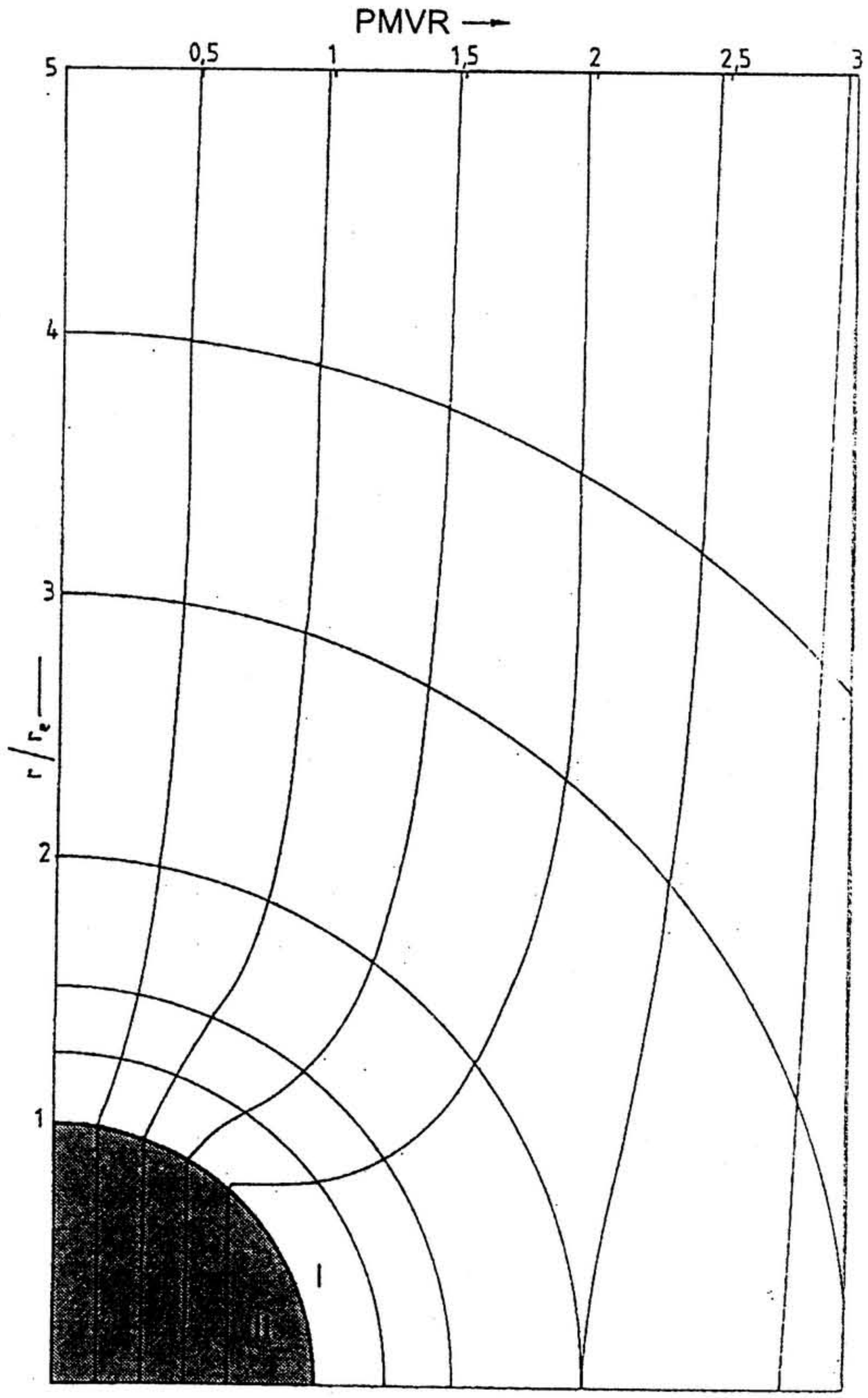


Fig.4.12. Linii de câmp magnetic pentru sfera masivă

Din ultima relaţie rezultă că inducţia uniformă în sfera masivă poate atinge o valoare de cel mult trei ori inducţia de excitaţie. În fig.4.12 s-au reprezentat grafic liniile de câmp magnetic într-un sistem de coordonate normat

4.1.3.4. Ecranul sferic. Cu notațiile din fig.4.1, *b*, se mențin relațiile (4.64)... (4.66), iar expresiile pentru potențialul magnetic vector raportat (PMVR), în cele trei domenii rezultă [57]:

$$\frac{A_{\mathrm{I}}}{\mu_0 H_0 r_e/2}=\left[\frac{r}{r_e}+\left(\frac{r_e}{r}\right)^2 N\right]\sin\theta \tag{4.69}$$

$$\frac{A_{\mathrm{II}}}{\mu_0 H_0 r_e/2}=\frac{2(1+N)}{P}\left[\frac{r}{r_e}-k^3\left(\frac{r_e}{r}\right)^2\frac{2(\mu_r-1)}{1+2\mu_r}\right]\sin\theta \tag{4.70}$$

$$\frac{A_{\mathrm{III}}}{\mu_0 H_0 r_e/2}=\frac{r}{r_e}\frac{6(1+N)}{P}\frac{1}{1+2\mu_r}\sin\theta \tag{4.71}$$

cu notațiile:

$$P=2\left[1-\frac{2(\mu_r-1)k^3}{1+2\mu_r}\right];\quad k=r_i/r_e$$

$$N=2(M-1)/(M+2) \tag{4.72}$$

$$M=2\mu_r\left(1-\frac{2(\mu_r-1)k^3}{1+2\mu_r}\right)\Bigg/\left[2+\frac{2(\mu_r-1)k^3}{1+2\mu_r}\right]$$

Inducția maximă în ecranul sferic se obține la unghiul $\theta=\pi/2$ şi este:

$$B_{\theta=\pi/2}=\frac{2\mu_0 H_0(1+N)}{P}\cdot\frac{3\mu_r}{1+2\mu_r} \tag{4.73}$$

Eficiența ecranării este dată de relația:

$$S=\frac{(1+2\mu_r)P}{N} \tag{4.74}$$

şi este echivalentă cu relația (4.45) obținută prin metoda potențialului magnetic scalar.

În fig.4.13 s-au trasat liniile de câmp magnetic pe baza relațiilor (4.72).

Note.

a) În *Anexele 11.4* şi *11.5* se prezintă relaţiile de calcul pentru ecranul bistrat cilindric şi sferic, relaţii care se pot extinde la un sistem de ecranare cu *n* structuri.

b) Relaţiile de calcul s-au obţinut pentru materiale feromagnetice fără magnetism remanent.

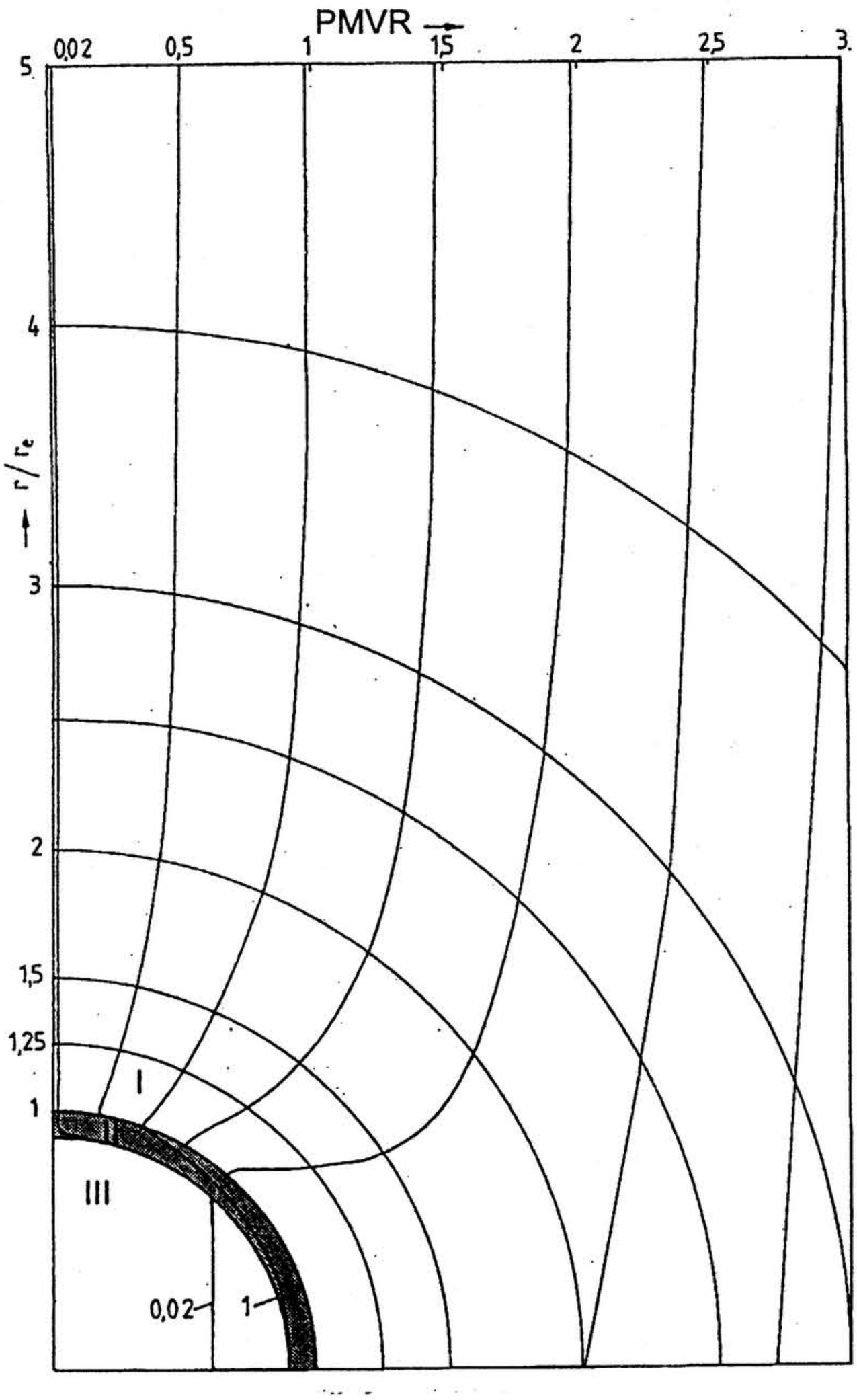


Fig.4.13. Linii de câmp magnetic pentru ecranul sferic

c) În construcţiile uzuale se folosesc incinte cvasicubice şi în acest caz diagonala cubului se asimilează cu diametrul sferei.

d) Materialele de tip permaloy utilizate în construcţia cabinelor ecranate magnetostatic sunt caracterizate de magnetism remanent mic şi permeabilitate iniţială mare.

e) În cazul aplicaţiilor de tip „magnetoencefalograf" şi „magnetocardiograf" inducţia magnetică produsă de curenţii biologici B_b este de ordinul $B_b = 10^{-8} B_t$, unde inducţia magnetică datorată magnetismului terestru este $B_t \approx 0{,}6 \cdot 10^{-4}$ T [60]. Pentru asemenea măsurări se folosesc cabine ecranate cu până la şase straturi.

f) Ca material activ pentru realizarea ecranelor multistrat se folosesc aliaje cu mare permeabilitate relativă de tipul „Permenorm" ($\mu_{ri} = 12 \cdot 10^3$, $\mu_{r\,max} = 80 \cdot 10^3$), „Mumetall" ($\mu_{ri} = 50 \cdot 10^3$, $\mu_{r\,max} = 140 \cdot 10^3$) [81]. Justificarea folosirii acestor materiale are la bază reducerea considerabilă a cantităţii de material în raport cu cantitatea de material curent (Ol-Carbon), după cum se arată în problema P.13.

g) Ecranele magnetostatice sunt şi ecrane electromagnetice, şi ecrane împotrivă radiaţiei electromagnetice. Măsurarea eficienţei unui ecran magnetostatic se efectuează după principiul prezentat în fig.8.4, coborând frecvenţa de excitaţie foarte mult, de exemplu până la 2 Hz.

h) Între ecrane şi ecranul exterior sunt plasate filtre de reţea.

4.2. ECRANE ELECTROMAGNETICE

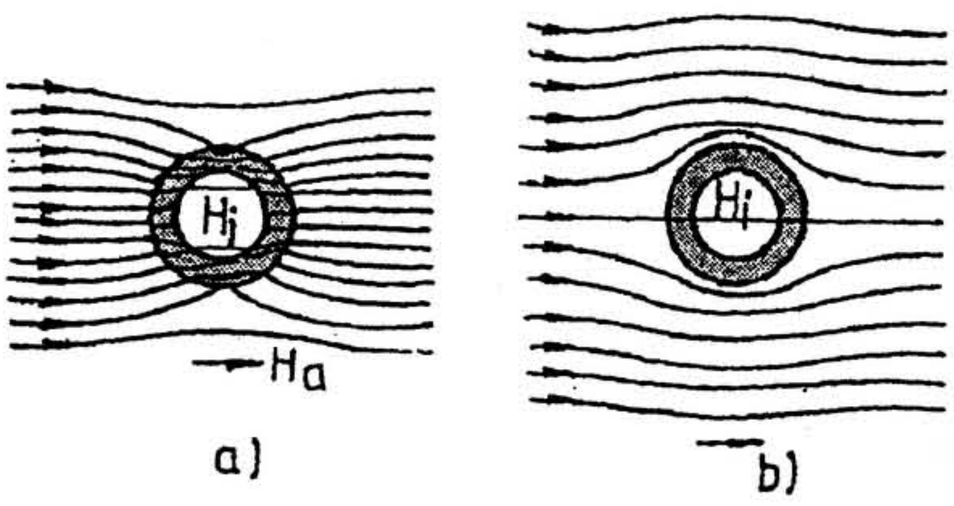


Fig.4.14. Corp feromagnetic:
a – în câmp magnetic static; *b* – în câmp magnetic armonic

Aceste ecrane sunt folosite la ecranarea unor volume împotriva câmpurilor magnetice variabile în timp. Efectul de ecranare se datorează producerii curenţilor turbionari în pereţii metalici ai incintelor, ca urmare directă a legii inducţiei electromagnetice. Curenţii turbionari creează fluxuri magnetice de natură să se opună variaţiei fluxurilor magnetice incidente. Efectul fizic rezultant constă în rejecţia (respingerea) câmpului magnetic incident din vecinătatea ecranului. În fig.4.14 se arată că în cazul unui ecran feromagnetic ($\mu_r >> 1$) cilindric, liniile de câmp sunt „supte" în cazul ecranării magnetostatice şi sunt „rejectate" (respinse) în cazul ecranării împotriva câmpului magnetic variabil.

În aplicaţiile practice, de importanţă sunt următoarele tipuri de ecrane:

a) Ecranul cilindric tubular, folosit în construcţia şunturilor coaxiale;
b) Ecranul sferic, prin asimilare cu incinte de geometrie apropiată;
c) Cabina ecranată, folosită în tehnica măsurării mărimilor cu variaţii rapide.

4.2.1. ECRANUL TUBULAR CILINDRIC ÎN CÂMP MAGNETIC TRANSVERSAL ŞI UNIFORM

Dacă ecranul tubular cilindric se află la depărtare mare de excitator (conductor parcurs de curent), se poate considera că ecranul se află în câmp magnetic uniform. În fig.4.15 ecranul cilindric tubular, cu diametrul exterior $2r_e$ şi grosimea peretelui $g = r_e - r_i$ se

află în câmpul magnetic transversal şi uniform $\underline{H}_e = \underline{H}_e \mathbf{j}$. Se consideră că lungimea ecranului este foarte mare şi se cercetează starea electromagnetică departe de extremități (fără efect de capăt).

a) **Starea electromagnetică în domeniul I, cu** $r > r_e$. În acest mediu nu există densitate de curent şi nici curent de deplasare. În consecință $\mathrm{rot}\underline{\mathbf{H}} = 0$ şi $\underline{\mathbf{H}} = -\operatorname{grad} X$, unde X este potențialul magnetic scalar. Cum $\operatorname{div}\underline{\mathbf{H}} = 0$ rezultă că $\operatorname{div}(\operatorname{grad} X) = \Delta X = 0$. În coordonate cilindrice, fără efect de capăt, expresia laplaceianului este:

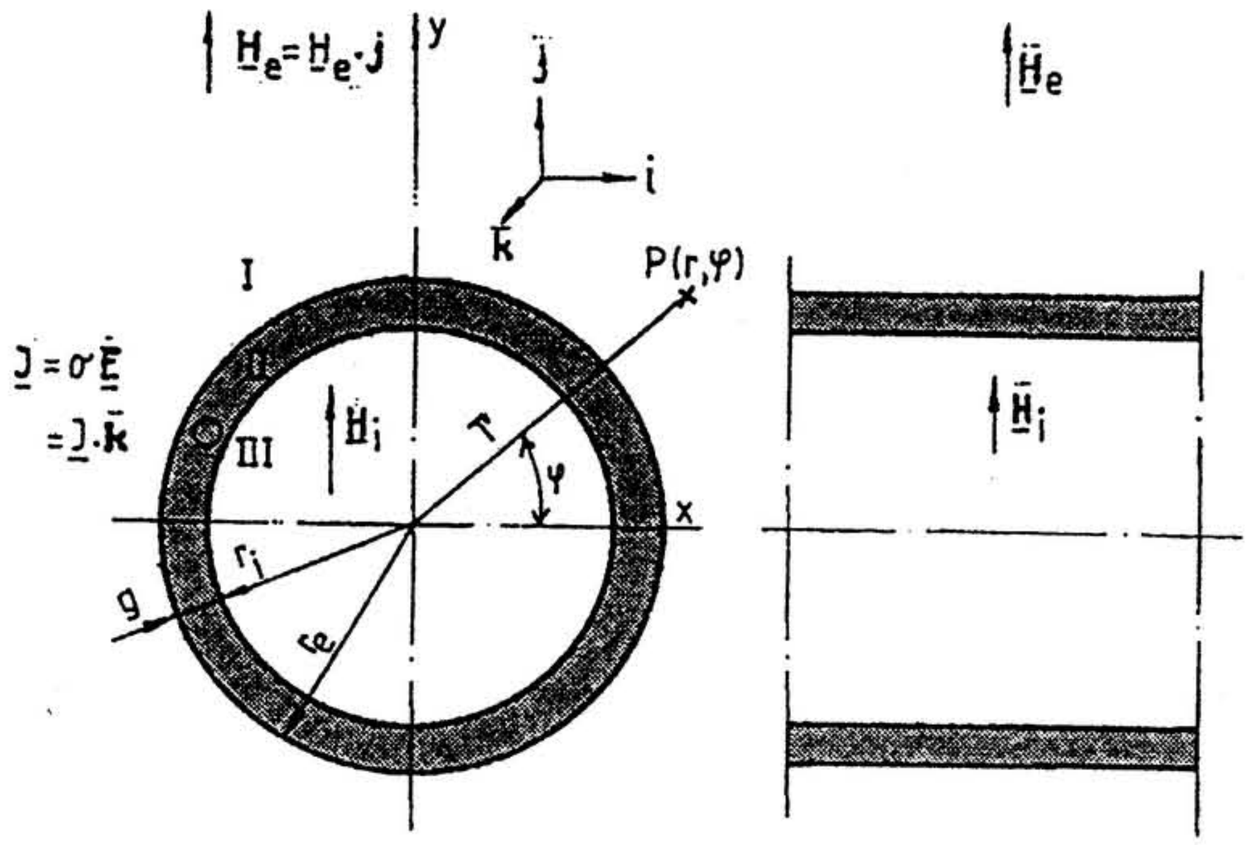


Fig.4.15. Ecran tubular cilindric în câmp magnetic transversal

$$\Delta X = \frac{\partial^2 X}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 X}{\partial \varphi^2} = 0 \tag{4.75}$$

Pentru soluționarea ecuației diferențiale cu derivate parțiale (4.75) se foloseşte metoda separării variabilelor şi se obține:

$$R(r) = C_1 r^m + C_2 r^{-m} \tag{4.76}$$

$$\phi(\varphi) = B_1 \cos m\varphi + B_2 \sin m\varphi \tag{4.77}$$

$$X(r,\varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} (C_1 r^m + C_2 r^{-m})(B_1 \cos m\varphi + B_2 \sin m\varphi) \tag{4.78}$$

Discuția soluției (4.78). Pentru un punct $P(r, \varphi)$ situat la mare depărtare de ecran nu se mai face simțită reacția ecranului, iar potențialul magnetic scalar este de forma:

$$X_{Id}(r,\varphi) = -\underline{H}_e y = -\underline{H}_e r \sin\varphi \tag{4.79), (4.80}$$

deoarece:

$$-\frac{\partial X_{Id}}{\partial y} = \underline{H}_e \tag{4.81}$$

Soluția (4.79) va fi inclusă în soluția generală (4.78) şi ca urmare $m = 1$ şi $B_1 = 0$, astfel că în domeniul I, pentru $r > r_e$, soluția este de forma:

$$X_I = -(\underline{H}_e r + C_2 r^{-1}) \sin\varphi \tag{4.82}$$

cu componentele câmpului magnetic:

$$\underline{H}_r = -\frac{\partial X}{\partial r} = \left(\underline{H}_e - \frac{C_2}{r^2}\right)\sin\varphi \tag{4.83}$$

$$\underline{H}_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial \varphi} = \left(\underline{H}_e + \frac{C_2}{r^2}\right)\cos\varphi \tag{4.84}$$

b) **Starea electromagnetică în domeniul II, cu** $r_i < r < r_e$. În acest mediu există conductivitate electrică şi de aceea starea electromagnetică este descrisă de ecuația Helmholtz:

$$\Delta\underline{\mathbf{E}} = k^2\underline{\mathbf{E}};\quad k^2 = \mathrm{j}\omega\mu\sigma \tag{4.85}$$

Câmpul electric $\underline{\mathbf{E}}$ şi densitatea de curent $\underline{\mathbf{J}} = \sigma\underline{\mathbf{E}}$ sunt orientați după direcția fazorului $\mathbf{k}$, deci $\underline{\mathbf{E}} = \underline{E}\,\mathbf{k}$ şi $\underline{\mathbf{J}} = \underline{J}\,\mathbf{k}$. Cum vectorul $\underline{\mathbf{E}}$ are componentă numai după direcția $\mathbf{k}$, se poate renunța la marcarea vectorială, iar expresia (4.85), în coordonate cilindrice devine:

$$\frac{\partial^2\underline{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial\underline{E}}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\underline{E}}{\partial\varphi^2} = k^2\underline{E} \tag{4.86}$$

După separarea variabilelor se obține:

$$\frac{\mathrm{d}^2\underline{E}}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}\underline{E}}{\mathrm{d}r} - \left(k^2 + \frac{n^2}{r^2}\right)\underline{E} = 0 \tag{4.87}$$

$$\frac{\mathrm{d}\underline{E}}{\partial\varphi^2} + n^2\underline{E} = 0 \tag{4.88}$$

cu soluțiile corespunzătoare.

$$\underline{E}(r) = D_1 I_n(kr) + D_2 K_n(kr) \tag{4.89}$$

$$\underline{E}(\varphi) = D_3\cos(n\varphi) + D_4\sin(n\varphi) \tag{4.90}$$

Ca urmare soluția generală a ecuației diferențiale (4.84) este de forma:

$$\underline{E}(r,\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty}\left[D_1 I_n(kr) + D_2 K_n(kr)\right]\left[D_3\cos(n\varphi) + D_4\sin(n\varphi)\right] \tag{4.91}$$

Această soluție include funcțiile Bessel modificate $I_n(kr)$ şi $K_n(kr)$ şi oferă o rezolvare corectă în cazul în care grosimea $g = r_2 - r_1$ a ecranului este semnificativă față de raza r_i a ecranului. În practică ecranarea se realizează cu tuburi circulare pentru care $g << r_i$. Dacă este îndeplinită şi condiția $n^2/r^2 << |k^2|$, ecuația (4.87) se transformă în [14]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\underline{E}}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}\underline{E}}{\mathrm{d}r} - k^2\underline{E} = 0 \tag{4.92}$$

cu soluția:

$$\underline{E}(r) = M_1 e^{kr} + M_2 e^{-kr}; \quad k = \sqrt{j\omega\mu\sigma} \tag{4.93}$$

Se mai observă, din motive de ordin fizic, că la unghiul $\varphi = \pi/2$ densitatea de curent $\underline{J} = 0$ şi, ca urmare, în relația (4.78), constanta B_2 este nulă. În cele din urmă *soluția* (cu aproximație bună) pentru câmpul electric în domeniul II este:

$$\underline{E}(r,\varphi) = (M_1 e^{kr} + M_2 e^{-kr})\cos\varphi \tag{4.94}$$

c) **Starea electromagnetică în domeniul III**. Acest domeniu este lipsit de densitate de curent şi cu divergență nulă a câmpului magnetic; ca urmare câmpul magnetic este descris de ecuații similare cu (4.83) şi (4.84) din care dispar termenii C_2/r^2, pentru că la $r \to 0$ câmpul magnetic ar deveni infinit. În consecință componentele câmpului magnetic sunt:

$$\underline{H}_r = \underline{H}_i \sin\varphi \tag{4.95}$$

$$\underline{H}_\varphi = \underline{H}_i \cos\varphi \tag{4.96}$$

Condiții la graniță. Expresia rotorului în coordonate cilindrice împreună cu relația (4.94), pentru domeniul II, se scrie:

$$\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{E}} = \frac{1}{r}\frac{\partial \underline{E}}{\partial \varphi} = -\frac{1}{r}\left(M_1 e^{kr} + M_2 e^{-kr}\right)\sin\varphi; \tag{4.97}$$

$$\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \underline{E}}{\partial r} = -k\left(M_1 e^{kr} - M_2 e^{-kr}\right)\cos\varphi \tag{4.98}$$

Din ecuația lui Maxwell:

$$\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}} = -j\omega\mu\underline{\mathbf{H}}$$

rezultă:

$$\underline{\mathbf{H}} = -\frac{\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}}}{j\omega\mu} \tag{4.99}$$

Ca urmare pentru domeniul II componentele câmpului magnetic sunt:

$$\underline{H}_r = -\frac{\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{E}}}{j\omega\mu} = \frac{1}{j\omega\mu r}\left(M_1 e^{kr} + M_2 e^{-kr}\right)\sin\varphi; \tag{4.100}$$

$$\underline{H}_\varphi = -\frac{\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{E}}}{j\omega\mu} = \frac{k}{j\omega\mu}\left(M_1 e^{kr} - M_2 e^{-kr}\right)\cos\varphi \tag{4.101}$$

* *La granița între domeniile I şi II*, pentru $r = r_e$, se conservă componenta normală a inducției magnetice. Din relațiile (4.83) şi (4.100) se obține:

$$\underline{H}_e - \frac{C_2}{r_e^2} = \frac{1}{j\omega\mu_0 r_m}\left(M_1 e^{kr_e} + M_2 e^{-kr_e}\right) \tag{4.102}$$

La aceeaşi graniţă se conservă componenta tangenţială a câmpului magnetic. Din relaţiile (4.84) şi (4.101) se obţine:

$$\underline{H}_e + \frac{C_2}{r_e^2} = \frac{k}{j\omega\mu}\left(M_1 e^{kr_e} - M_2 e^{-kr_e}\right) \tag{4.103}$$

* *La graniţa între domeniile II şi III*, pentru $r = r_i$, se conservă componenta normală a inducţiei magnetice. Din relaţiile (4.95) şi (4.100), se obţine:

$$\underline{H}_i = \frac{1}{j\omega\mu_0 r_m}\left(M_1 e^{kr_i} + M_2 e^{-kr_i}\right) \tag{4.104}$$

La aceeaşi graniţă se conservă componenta tangenţială a câmpului magnetic. Din relaţiile (4.96) şi (4.101) se obţine:

$$\underline{H}_i = \frac{k}{j\omega\mu}\left(M_1 e^{kr_i} - M_2 e^{-kr_i}\right) \tag{4.105}$$

Notă. În relaţiile (4.102) şi (4.104), având în vedere că grosimea peretelui $g << r_i$, s-a aproximat, numai la numitorul părţii din dreapta, că $r_e \approx r_i = r_m$.

Din relaţiile (4.102)... (4.105) se deduc necunoscutele C_2, M_1, M_2 $\underline{H}_i$. Factorul de ecranare este definit prin raportul $\underline{F}_e = \underline{H}_i / \underline{H}_e$. După efectuarea calculelor se găseşte:

$$\underline{F}_e = \frac{\underline{H}_i}{\underline{H}_e} = \frac{1}{\cosh kg + \frac{1}{2}\left(D + \frac{1}{D}\right)\sinh kg} \tag{4.106}$$

cu notaţiile:

$$\left.\begin{aligned} k &= \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \frac{1+j}{\delta} \\ \delta &= \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}\text{, adâncimea de pătrundere} \\ g &= r_e - r_i\text{, grosimea peretelui} \\ D &= \frac{kr_m}{\mu_r} \end{aligned}\right\} \tag{4.107}$$

Eficienţa ecranării are semnificaţia unui modul de forma:

$$S = \left|\frac{1}{\underline{F}_e}\right| = \sqrt{\mathrm{Re}^2(1/\underline{F}_e) + \mathrm{Im}^2(1/\underline{F}_e)} \tag{4.108}$$

în care cu notaţiile $A = \frac{\mu\delta}{4\mu_0 r_m}$ şi $B = \frac{\mu_0 r_m}{2\mu\delta}$ se utilizează expresiile:

$$\mathrm{Re}(1/\underline{F}_e)=\cosh\frac{g}{\delta}\cos\frac{g}{\delta}+(A+B)\sinh\frac{g}{\delta}\cos\frac{g}{\delta}+(A-B)\cosh\frac{g}{\delta}\sin\frac{g}{\delta} \qquad (4.109)$$

$$\mathrm{Im}(1/\underline{F}_e)=\sinh\frac{g}{\delta}\sin\frac{g}{\delta}+(A+B)\cosh\frac{g}{\delta}\sin\frac{g}{\delta}-(A-B)\sinh\frac{g}{\delta}\cos\frac{g}{\delta} \qquad (4.110)$$

Atenuarea se calculează cu relația:

$$a_N=\ln\sqrt{\mathrm{Re}^2(1/\underline{F}_e)+\mathrm{Im}^2(1/\underline{F}_e)} \quad [\mathrm{Np}] \qquad (4.111)$$

În fig.4.16 este dată atenuarea, calculată cu relația (4.111) pentru un tub cilindric cu r_e = 97 mm şi g = 1; 2; 4 mm, în variantele CuE şi O1 cu μ_r = 500.

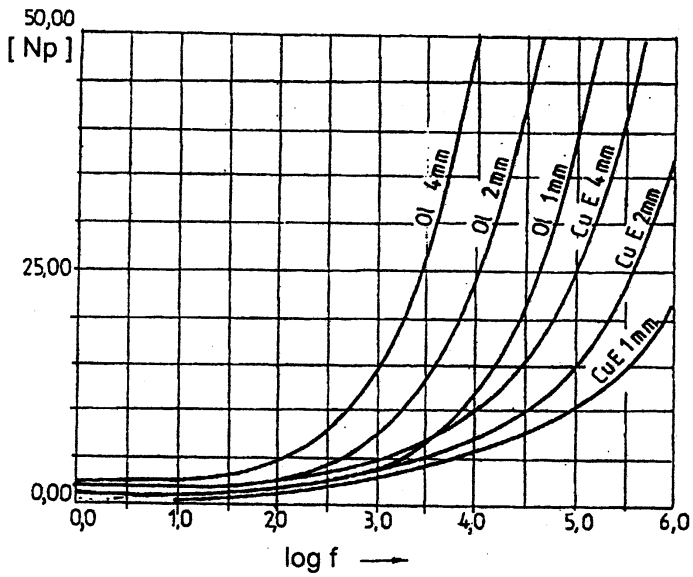


Fig.4.16. Atenuarea unui tub cilindric cu r_e = 97 mm şi g = 1; 2; 4 mm, în variantele CuE şi Ol

Notă. Comportarea ecranului tubular cilindric în câmp magnetic armonic longitudinal este tratată în lucrările [14] şi [82].

Factorul de reacție. Constanta C_2 calculată din relațiile (4.101)... (4.104) are expresia:

$$C_2=\underline{H}_r r_e^2\left[1-\frac{2}{j\omega\mu_0 r_m}\left(\frac{\alpha e^{kg}}{\alpha^2 e^{kg}-\beta^2 e^{-kg}}+\frac{\beta e^{-kg}}{\beta^2 e^{-kg}-\alpha^2 e^{kg}}\right)\right]; \qquad (4.112)$$

cu notațiile:

$$\alpha=\frac{1}{j\omega\mu_0 r_m}+\frac{k}{j\omega\mu} \qquad (4.113)$$

$$\beta=\frac{1}{j\omega\mu_0 r_m}-\frac{k}{j\omega\mu} \qquad (4.114)$$

În mod prescurtat expresia constantei C_2 se scrie:

$$C_2 = \underline{H}_e r_e^2 \underline{R} \tag{4.115}$$

unde $\underline{R}$ este termenul cuprins între paranteze drepte în relația (4.112). Astfel expresia potențialului magnetic scalar (4.82) devine:

$$X_I = -\left(H_e r + \frac{\underline{H}_e r_e^2 \underline{R}}{r}\right) \sin \varphi \tag{4.116}$$

iar componentele câmpului magnetic în domeniul I rezultă:

$$\underline{H}_r = \underline{H}_e \left(1 - \frac{r_e^2}{r^2} \underline{R}\right) \sin \varphi \tag{4.117}$$

$$\underline{H}_\varphi = \underline{H}_e \left(1 + \frac{r_e^2}{r^2} \underline{R}\right) \cos \varphi \tag{4.118}$$

La granița între domeniile I şi II, adică pentru $r = r_e$, se obține:

$$\underline{H}_r = \underline{H}_e (1 - \underline{R}) \sin \varphi \tag{4.119}$$

$$\underline{H}_\varphi = \underline{H}_e (1 + \underline{R}) \cos \varphi \tag{4.120}$$

Factorul de reacție R este o mărime complexă şi are expresia:

$$\underline{R} = \frac{\frac{1}{2}\left(D - \frac{1}{D}\right) \sinh kg}{\cosh kg + \frac{1}{2}\left(D + \frac{1}{D}\right) \sinh kg} \tag{4.121}$$

Ecranul bistrat. Elaborarea teoriei ecranului bistrat este posibilă pe baza unui model fizic care să ofere o tratare cuantificabilă. Un asemenea model a fost imaginat inițial de Kaden [17], cu toate că folosirea lui practică întâmpină dificultăți. În fig.4.17 este schițat un asemenea model, în care factorul de ecranare, în scopul simplificării scrierii, este simbolizat mai simplu cu $\underline{F}$, în loc de $\underline{F}_e$. Indicele 1 se referă la stratul 1 al ecranului, spre domeniul câmpului incident, iar indicele 2 este atribuit stratului 2, spre domeniul ecranat. Se poate considera că şi câmpul incident $\underline{H}$ este simbolizat prin 1, iar că la suprafața stratului *1* suferă o reflexie simbolizată prin $\underline{R}_1$, realmente câmpul la suprafața stratului *1* rămânând $1-\underline{R}_1$, unde $\underline{R}_1$ este factorul de reacție. Câmpul care rezultă la ieşirea din stratul *1* are valoarea $\underline{F}_1$, care reprezintă factorul de ecranare al stratului *1* spre domeniul ecranat. Câmpul $\underline{F}_1$, pătruns între cele două straturi suferă, în contact cu stratul *2*, reflexia $\underline{R}_2 \cdot \underline{F}_1$, iar câmpul care ajunge în domeniul ecranat este $\underline{F}_1 \cdot \underline{F}_2$. Urmează reflexiile multiple schițate în fig.4.13. Se observă că stratului *1* îi corespund doi factori de ecranare şi doi factori de reflexie, şi anume:

$\underline{F}_1$ – spre domeniul ecranat;
$\underline{F}_{1e}$ – spre exterior, adică spre domeniul câmpului incident;
$\underline{R}_1$ – pe suprafața externă;
$\underline{R}_{1e}$ – spre domeniul ecranat.

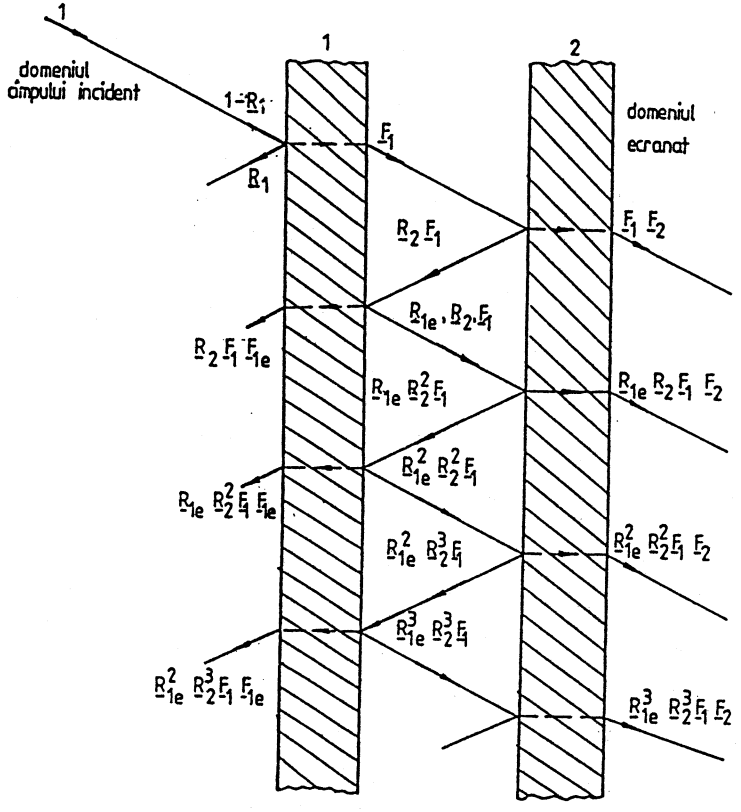


Fig.4.17. Un mdel fizic pentru ecranul bistrat

Se observă că în volumul ecranat pătrunde câmpul reprezentat prin relația:

$$\underline{F}=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\underline{R}_{1e}\underline{R}_2\right)^n\underline{F}_1\underline{F}_2 \tag{4.122}$$

care reprezintă o serie geometrică cu suma:

$$\underline{F}=\frac{\underline{F}_1\underline{F}_2}{1-\underline{R}_{1e}\underline{R}_2} \tag{4.123}$$

având şi semnificația factorului de ecranare total, adică:

$$\underline{H}_i=\underline{F}\,\underline{H}_e \tag{4.124}$$

Se poate imagina şi o expresie a factorului de reacție total sub forma:

$$\underline{R}=\underline{R}_1+\underline{F}_1\underline{F}_{1e}\sum_{n=1}^{\infty}\underline{R}_2{}^n R_{1e}^{n-1} \tag{4.125}$$

Dificultatea apare la evaluarea factorilor de ecranare ai unor câmpuri omogene de tipul $\underline{R}_2\cdot\underline{F}_1,\ldots$.

4.2.2. ECRANUL SFERIC

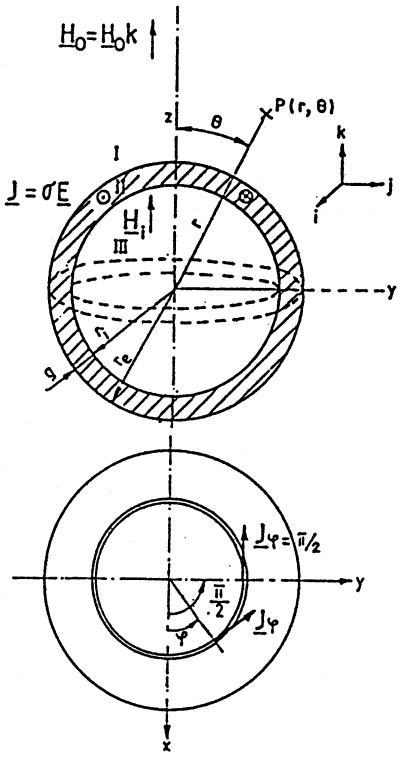


Fig.4.18. Ecran sferic în câmp magnetic armonic

Tratarea acestei teme se va face în condițiile unui ecran cu diametrul relativ mare, care să modeleze o incintă cvasicubică, cum este cabina ecranată. Sistemul de coordonate sferice şi schița ecranului sferic în secțiune diametrală sunt prezentate în fig.4.18.

Câmpul de excitație, la distanță mare de ecran, are aceeaşi orientare cu versorul **k**, adică $\underline{\mathbf{H}}_0 = \underline{H}_0\mathbf{k}$. Se acceptă că, în peretele ecranului, densitatea de curent $\underline{\mathbf{J}} = \underline{J}\,\varphi$, adică densitatea de curent este orientată pe cercuri paralele cu cercul ecuatorial.

4.2.2.1. Starea electromagnetică în domeniul I, cu $r > r_e$. În acest domeniu starea electromagnetică este descrisă de relațiile:

$$\begin{aligned} &\mathrm{rot}\underline{\mathbf{H}} = 0 = \mathbf{J} = \sigma\underline{\mathbf{E}} \\ &\underline{\mathbf{H}} = -\,\mathrm{grad}U \\ &\mathrm{div}\underline{\mathbf{H}} = 0 \\ &\mathrm{div}(\mathrm{grad}U) = \Delta U = 0 \end{aligned} \qquad (4.126)$$

Determinarea potențialului magnetic scalar U se face pe baza demonstrației de la § 4.1.2, cu rezultatul:

$$U_{\mathrm{I}}(r,\theta) = -\left(H_0 r + \frac{C_2}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (4.127)$$

şi rezultă astfel componentele câmpului magnetic după direcțiile radială şi tangențială:

$$\underline{H}_r = -\frac{\partial U_{\mathrm{I}}}{\partial r} = \left(H_0 - \frac{2C_2}{r^3}\right)\cos\theta \qquad (4.128)$$

$$\underline{H}_\theta = -\frac{1}{r}\frac{\partial U_{\mathrm{I}}}{\partial \theta} = -\left(H_0 + \frac{C_2}{r^3}\right)\sin\theta \qquad (4.129)$$

4.2.2.2. Starea electromagnetică în domeniul III, cu $r < r_i$, adică în volumul ecranat de învelişul sferic metalic. În principiu această stare este descrisă de o relație similară cu (4.127), din care se elimină termenul $(C_2/r^2)\cos\theta$, pentru că acesta devine infinit pentru $r \to 0$. Rezultă astfel:

$$U_{III} = - H_i r \cos\theta \tag{4.130}$$

iar componentele câmpului magnetic în acest domeniu sunt:

$$\underline{H}_r = - \frac{\partial U_{III}}{\partial r} = H_i \cos\theta \tag{4.131}$$

$$\underline{H}_\theta = - \frac{1}{r} \frac{\partial U_{III}}{\partial \theta} = - H_i \sin\theta \tag{4.132}$$

4.2.2.3. Starea electromagnetică în domeniul II. În acest domeniu, în care există conducție electrică, starea electromagnetică este descrisă de ecuația lui Helmholtz:

$$\Delta \underline{\mathbf{E}} = k^2 \underline{\mathbf{E}} \tag{4.133}$$

unde $k^2 = j\omega\mu\sigma$. Se observă că vectorul câmp electric $\underline{\mathbf{E}}$ are numai componenta tangențială, adică $\underline{\mathbf{E}} = \underline{E}\varphi$. Legătura între densitatea de curent şi câmpul electric este $\underline{\mathbf{J}} = \sigma \underline{\mathbf{E}}$ şi s-a admis, din considerente fizice, că densitatea de curent are numai componentă tangențială, adică $\underline{\mathbf{J}} = \underline{J}\varphi$. Ecuația de tip Poisson (4.133), în coordonate sferice, cu simetrie axială, adică $\partial E_\varphi / \partial\varphi = 0$ şi $\partial^2 E_\varphi / \partial\varphi^2 = 0$, se scrie:

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \underline{E}_\varphi}{\partial r}\right) + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta \frac{\partial \underline{E}_\varphi}{\partial \vartheta}\right) - k^2 r^2 \underline{E}_\varphi = 0 \tag{4.134}$$

Pentru a separa variabilele se admite soluția cu scriere mai simplificată:

$$\underline{E}_\varphi = \underline{E} = \underline{E}(r, \theta) = R(r)\,\Theta(\theta) = R\,\Theta \tag{4.135}$$

După introducerea soluției (4.135) în (4.134) se obține:

$$2rR'\Theta + r^2 R''\Theta + \cot\theta R\Theta' + R\Theta'' - k^2 r^2 R\Theta = 0 \tag{4.136}$$

După împărțire cu $R\Theta$ se separă variabilele şi se obțin două ecuații diferențiale:

$$R'' + \frac{2}{r} R' - \left(k^2 + \frac{K}{r^2}\right) R = 0 \tag{4.137}$$

$$\Theta'' + \cot\theta\Theta' + K\Theta = \; ; \quad K = m(m+1) \tag{4.138}$$

unde K este o constantă ce urmează a fi determinată.

Discuția soluțiilor pentru ecuațiile diferențiale (4.137) şi (4.138). Soluția ecuației diferențiale (4.138) este constituită din polinoamele Legendre [31] asociate:

$$\Theta(\theta) = P_n^1(\cos\theta) = - \frac{\partial P_n(\cos\theta)}{\partial\theta} \tag{4.139}$$

Pentru $m = 1$, relația (4.139) devine:

$$P_1^1(\cos\theta) = - \frac{\partial}{\partial\theta}(\cos\theta) = \sin\theta \tag{4.140}$$

În acest caz $K = m(m+1) = 2$, iar ecuația diferențială (4.137) se transformă în:

$$R'' + \frac{2}{r}R' - \left(k^2 + \frac{2}{r^2}\right)R = 0 \qquad (4.141)$$

Conform lucrării „Ecranarea electromagnetică“ pag.117 [14], se poate neglija termenul $2R'/r$ şi pentru $2/r^2 << |k^2|$ ecuația (4.141) devine:

$$R'' - k^2 R = 0 \qquad (4.142)$$

cu soluția:

$$R(r) = R = C_3 e^{kr} + C_4 e^{-kr} \qquad (4.143)$$

În aceste condiții soluția generală pentru câmpul electric în domeniul II devine:

$$\underline{E}_\varphi(r,\theta) = (C_3 e^{kr} + C_4 e^{-kr})\sin\theta \qquad (4.144)$$

4.2.2.4. Condiții la graniță. Din ecuația lui Maxwell $\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}} = -\mathrm{j}\omega\mu\underline{\mathbf{H}}$ se obțin componentele radială şi tangențială ale câmpului magnetic:

$$\underline{H}_r = -\frac{\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{E}}_\varphi}{\mathrm{j}\omega\mu} \qquad (4.145)$$

$$\underline{H}_\theta = -\frac{\mathrm{rot}_\theta \underline{\mathbf{E}}_\varphi}{\mathrm{j}\omega\mu} \qquad (4.146)$$

Vectorul $\underline{\mathbf{E}}$ are componentă (vezi fig.4.14) numai după direcția φ şi, ca urmare, componentele rotorului sunt:

$$\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{E}} = \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta \underline{E}_\varphi\right)\right] \qquad (4.147)$$

$$\mathrm{rot}_\theta \underline{\mathbf{E}} = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\underline{E}_\varphi\right) \qquad (4.148)$$

Cum $\underline{E}_\theta = 0;\ \underline{E}_r = 0;\ \partial E_r/\partial\varphi = 0;\ \partial\underline{E}_\theta/\partial\varphi = 0,$ rezultă că $\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{E}} = 0$. Relația (4.145), împreună cu (4.147), se transformă în:

$$\underline{H}_r = -\frac{2}{\mathrm{j}\omega\mu r}\cos\theta\left(C_3 e^{kr} + C_4 e^{-kr}\right) \qquad (4.149)$$

Relația (4.146), împreună cu (4.148), se transformă în:

$$\underline{H}_\theta = \frac{\sin\theta}{\mathrm{j}\omega\mu r}\left[C_3 e^{kr}(1+kr) + C_4 e^{-kr}(1-kr)\right] \qquad (4.150)$$

Din această relație pentru $|kr| >> 1,$ se obține:

$$\underline{H}_\theta = \frac{k\sin\theta}{j\omega\mu}\left(C_3 e^{kr} - C_4 e^{-kr}\right) \tag{4.151}$$

* *Granița între domeniile I și II, pentru* $r = r_e$. Se conservă componenta normală a inducției magnetice. Astfel din relațiile (4.128) și (4.149) cu $\theta = 0$,

$$\mu_0\left(\underline{H}_0 - \frac{2C_2}{r_e^3}\right) = -\frac{2}{j\omega r_e}\left(C_3 e^{kr_e} + C_4 e^{-kr_e}\right) \tag{4.152}$$

Se conservă componenta tangențială a câmpului magnetic. Din relațiile (4.129) și (4.151), cu $\theta = \pi/2$, se obține:

$$-\left(\underline{H}_0 + \frac{C_2}{r_e^3}\right) = \frac{k}{j\omega\mu_0\mu_r}\left(C_3 e^{kr_e} - C_4 e^{-kr_e}\right) \tag{4.153}$$

* *Granița între domeniile II și III, pentru* $r = r_i$. Se conservă componenta normală a inducției magnetice. Din relațiile (4.131) și (4.149) cu $\theta = 0$ se obține:

$$\mu_0 \underline{F}_e \underline{H}_0 = -\frac{2}{j\omega r_i}\left(C_3 e^{kr_i} + C_4 e^{-kr_i}\right) \tag{4.154}$$

unde factorul de ecranare $\underline{F}_e = \underline{H}_i / \underline{H}_0$. Se conservă componenta tangențială a câmpului magnetic. Din relațiile (4.132) și (4.151) se obține:

$$-\underline{F}_e \underline{H}_0 = \frac{k}{j\omega\mu_0\mu_r}\left(C_3 e^{kr_i} - C_4 e^{-kr_i}\right) \tag{4.155}$$

Se fac următoarele notații:

$$A = \frac{1}{j\omega\mu_0}; \quad B = \frac{k}{j\omega\mu_0\mu_r} \tag{4.156}$$

și sistemul de ecuații (4.152)... (4.155) se scrie mai simplu sub forma:

$$\underline{H}_0 - \frac{2C_2}{r_e^3} = -\frac{A}{r_e}\left(C_3 e^{kr_e} + C_4 e^{-kr_e}\right) \tag{4.157}$$

$$-\underline{H}_0 - \frac{C_2}{r_e^3} = B\left(C_3 e^{kr_e} - C_4 e^{-kr_e}\right) \tag{4.158}$$

$$\underline{H}_i = \underline{F}_e \underline{H}_0 = -\frac{A}{r_i}\left(C_3 e^{kr_i} + C_4 e^{-kr_i}\right) \tag{4.159}$$

$$-\underline{H}_i = -\underline{F}_e \underline{H}_0 = B\left(C_3 e^{kr_i} - C_4 e^{-kr_i}\right) \tag{4.160}$$

4.2.2.5. Factorul de ecranare. Din relațiile (4.159) şi (4.160) se obține o dependență între C_3 şi C_4:

$$C_4 = C_3 \frac{Br_i - A}{Br_i + A} \mathrm{e}^{2kr_i} = C_3 D \mathrm{e}^{2kr_i} \tag{4.161}$$

$$\text{unde } D = \frac{Br_i - A}{Br_i + A} = \frac{kr_i - 2\mu_r}{kr_i + 2\mu_r} \tag{4.162}$$

In cele din urmă se determină constantele C_2, C_3, C_4 şi factorul de ecranare $\underline{F}_e = \underline{H}_i / \underline{H}_0$, după cum urmează:

$$\left.\begin{aligned} C_2 &= \underline{H}_0 r_e^3 \frac{Br_e\left(\mathrm{e}^{kg} - D\mathrm{e}^{-kg}\right) - A\left(\mathrm{e}^{kg} + D\mathrm{e}^{-kg}\right)}{2r_e B\left(\mathrm{e}^{kg} - D\mathrm{e}^{kg}\right) + A\left(\mathrm{e}^{kg} + D\mathrm{e}^{-kg}\right)} \\ C_3 &= -\frac{3\underline{H}_0 r_e \mathrm{e}^{-kr_i}}{2r_e B\left(\mathrm{e}^{kg} - D\mathrm{e}^{-kg}\right) + A\left(\mathrm{e}^{kg} + D\mathrm{e}^{-kg}\right)} \\ C_4 &= -\frac{3H_0 r_e D\mathrm{e}^{kr_i}}{2r_e B\left(\mathrm{e}^{kg} - D\mathrm{e}^{-kg}\right) + A\left(\mathrm{e}^{kg} + D\mathrm{e}^{-kg}\right)} \end{aligned}\right\} \tag{4.163}$$

$$\underline{F}_e = \frac{3r_e}{r_i}\left[\frac{1+D}{2r_e \frac{B}{A}\left(\mathrm{e}^{kg} - D\mathrm{e}^{-kg}\right) + \left(\mathrm{e}^{kg} + D\mathrm{e}^{-kg}\right)}\right] \tag{4.164}$$

unde grosimea ecranului este $g = r_e - r_i$.

În relația (4.164) se introduc expresiile pentru A şi B din relațiile (4.156) şi D din relația (4.162) obținându-se expresia factorului de ecranare în funcție de dimensiunile geometrice ale ecranului şi de proprietățile de material:

$$\underline{F}_e = \frac{\underline{H}_i}{\underline{H}_e} = \frac{1}{\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\frac{r_i}{r_e}\right)\cosh kg + \frac{1}{3}\left(\frac{kr_i}{\mu_r} + \frac{2\mu_r}{kr_e}\right)\sinh kg} \tag{4.165, a}$$

Pentru $g \ll r_i$, $r_i / r_e \approx 1$ şi $r_i = r_e \approx r_0$, rezultă expresia lui Kaden [17]:

$$\underline{F}_e = \frac{1}{\cosh kg + \frac{1}{3}\left(C + \frac{2}{C}\right)\sinh kg} \tag{4.165, b}$$

unde $C = kr_0 / \mu_r$. Pentru a calcula eficiența S şi atenuarea a, oferite de ecranul sferic, se folosesc relațiile generale:

$$S=\sqrt{\mathrm{Re}^2\left(\frac{1}{\underline{F}_e}\right)+\mathrm{Im}^2\left(\frac{1}{\underline{F}_e}\right)} \tag{4.166 a}$$

$$a[\mathrm{Np}]=\ln S \tag{4.166, b}$$

4.2.2.6. Factorul de reacție. Pentru orice punct situat la distanța $r > r_e$ se poate determina câmpul magnetic datorat prezenței curenților turbionari din ecran. Se face referință la expresia potențialului magnetic scalar din relația (4.127) şi se introduce constanta C_2 din relația (4.163) sub forma:

$$C_2=\underline{H}r_e^3\,\underline{R} \tag{4.167}$$

unde factorul de reacție are expresia:

$$\underline{R}=\frac{Br_e\left(\mathrm{e}^{kg}-D\mathrm{e}^{-kg}\right)-A\left(\mathrm{e}^{kg}+D\mathrm{e}^{-kg}\right)}{2r_eB\left(\mathrm{e}^{kg}-D\mathrm{e}^{-kg}\right)+A\left(\mathrm{e}^{kg}+D\mathrm{e}^{-kg}\right)} \tag{4.168}$$

Se obține astfel o relație simplificată pentru potențialul magnetic scalar în domeniul $r \geq r_e$:

$$U_{\mathrm{I}}(r,\theta)=-\underline{H}_0\left(1+\frac{r_e^3}{r^3}R\right)\cos\theta \tag{4.169}$$

Pentru $r = r_e$ se poate observa care este reacția ecranului la graniță, în funcție de factorul de reacție $\underline{R}$:

$$U_{\mathrm{I}}(r_e,\theta)=-\underline{H}_0r_e(1+\underline{R})\cos\theta \tag{4.170}$$

În orice punct situat la distanța $r > r_e$, din relația (4.169) se pot determina componentele câmpului magnetic, şi anume:

* componenta radială $\underline{\mathrm{H}}_r=-\dfrac{\partial U_{\mathrm{I}}}{\partial r}=\underline{H}_0\left(1-\dfrac{2r_e^3}{r^3}\underline{R}\right)\cos\theta$ (4.171)

*componenta tangențială $\underline{\mathrm{H}}_\theta=-\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial U_{\mathrm{I}}}{\partial\theta}=-\underline{H}_0\left(1+\dfrac{r_e^3}{r^3}\underline{R}\right)\sin\theta$ (4.172)

În fig.4.19 sunt date diagrame pentru atenuarea, în Np, oferită de un ecran sferic de CuE cu r_i = 1 m; $\rho=1{,}73\cdot10^{-8}\,\Omega$m şi grosimile g = 0,5; 1 1,5; 2 mm, diagrame calculate cu relația (4.165, a).

În fig.4.20 sunt date diagrame pentru atenuarea, în Np, oferită de un ecran sferic de Ol cu r_i = 1 m; $\rho=15\cdot10^{-8}\,\Omega$m; $\mu_r=500$, diagrame calculate cu relația (4.165, a). La frecvențe mai mari ($f > 10^4$ Hz) ecranul din oțel oferă o atenuare sensibil mai mare decât ecranul de cupru.

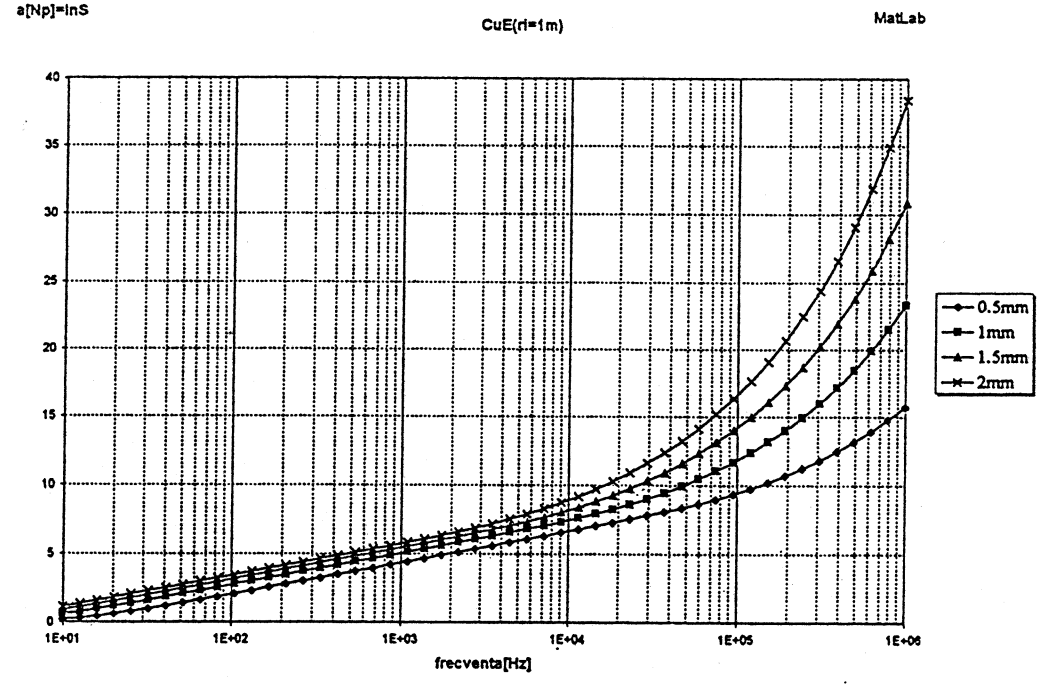


Fig.4.19. Atenuarea oferită de un ecran sferic din CuE, cu r_i = 1 m; $\rho = 1{,}73 \cdot 10^{-8}$ Ωm

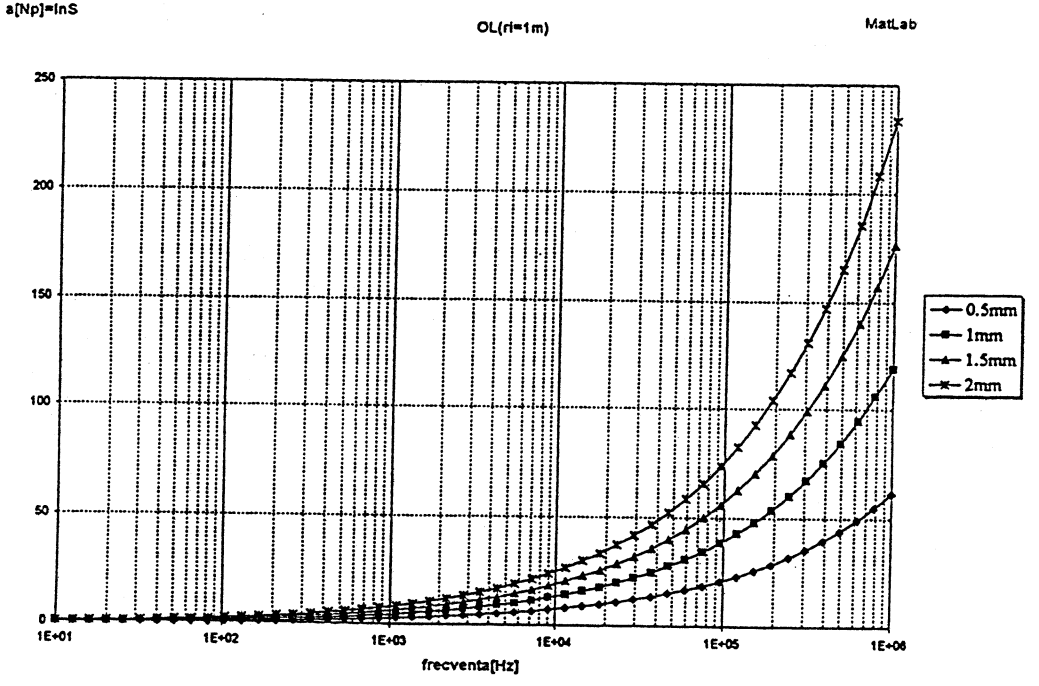


Fig.4.20. Atenuarea oferită de un ecran sferic din Ol cu r_i = 1 m; $\rho = 15 \cdot 10^{-8}$ Ωm, μ_r = 500

4.2.3. CABINA ECRANATĂ

În tehnica măsurărilor electrice, a achiziţiilor de date şi prelucrarea acestora se foloseşte cabina ecranată. Aceasta este o incintă de formă paralelipipedică, cu dimensiuni relativ mari ($2 \times 2 \times 2{,}2$ m^3), cu pereţi din tolă metalică de grosime 0,3... 2 mm. În cabina ecranată echipamentul (osciloscop, calculatoare etc.) este scos de sub acţiunea câmpurilor electromagnetice de interferenţă. Cabina ecranată dispune de facilităţi pentru acces, luminat şi ventilaţie, fără ca efectul de ecranare să diminueze în mod sensibil

Eficienţa ecranării este determinată de următorii factori:

a) grosimea tolei din care se confecţionează pereţii cabinei;

b) natura materialului din tolă (Ol sau Cu);

c) dimensiunile cabinei

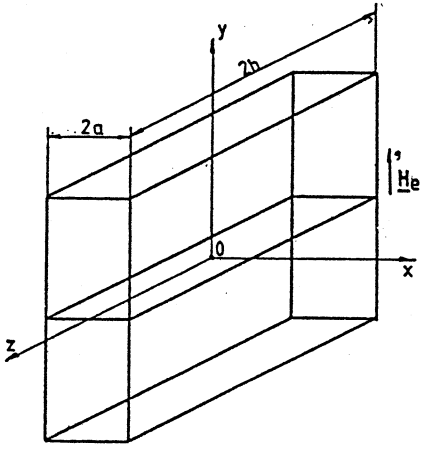


Fig.4.21. Schiţa cabinei ecranate într-un sistem de coordonate x, y, z

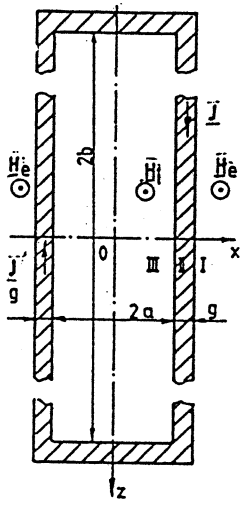


Fig.4.22. Secţiune transversală în cabină

Este important de observat că o cabină ecranată oferă protecţie împotriva interferenţelor de câmp magnetic şi electric din exteriorul cabinei. Semnalele utile sosesc în cabină pe cabluri ecranate, iar echipamentul de măsurare, achiziţie şi prelucrare a datelor este de natură să nu producă radiaţie electromagnetică. Dacă aceasta s-ar produce, utilitatea cabinei dispare din cauza reflexiilor multiple de radiaţie electromagnetică, datorate pereţilor metalici. În acest sens este necesar să se facă distincţie între cabina ecranată şi spaţiile lipsite de zgomot electromagnetic (vezi § 8.2).

În fig.4.21 este prezentată cabina ecranată în cadrul sistemului de coordonate x, y, z şi în raport cu câmpul magnetic de excitaţie armonică $\underline{H}_e$, orientat după axa y. În fig.4.22 este dată o secţiune transversală după planul $x0y$. Se admite că cota interioară $2a$ este mult mai mică decât extinderea $2b$ după direcţia z. Din punct de vedere al calculaţiei se fac următoarele precizări:

* Ecranarea calculată se referă în fapt la doi pereți metalici situați la distanța $2a$, care se închid la distanță foarte mare, adică $2b >> 2a$ Efectul ecranării se datorează închiderii curenților turbionari pe conturul format de două laturi cu extinderea $2a$ şi două laturi cu extinderea $2b$.

* Extinderea cabinei după direcția y este foarte mare, adică nu se ia în considerare prezența pereților în planul $z0x$.

4.2.3.1. Starea electromagnetică în domeniul I, definit prin $-(a+g) < x > (a+g)$. În acest domeniu, cu $\mathrm{rot}\underline{\mathbf{H}}=0$ şi $\mathrm{div}\underline{\mathbf{H}}=0$, rezultă că laplaceianul este nul. Cum câmpul $\underline{\mathbf{H}}$ are componentă numai după direcția y, se consideră că este un scalar şi se scrie:

$$\Delta\underline{H} = \frac{\mathrm{d}^2\underline{H}}{\mathrm{d}x^2} = 0 \tag{4.173}$$

Prin integrare se obține:

$$\underline{H}=C_1x+C_2 \tag{4.174}$$

Din condiția $x\to\infty$; $\underline{H}=\underline{H}_e$ şi în ipoteza unei reacții nesemnificative a curenților turbionari din ecran, în domeniul I rezultă că $C_2=\underline{H}_e$ şi $C_1=0$. Din ecuația lui Maxwell:

$$\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}}_e=-\mathrm{j}\omega\mu_0\underline{\mathbf{H}}_e \tag{4.175}$$

şi expresia rotorului, scris în coordonate carteziene:

$$\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}}=\mathrm{rot}_y\underline{\mathbf{E}}=-\frac{\partial E_z}{\partial x}\,\mathbf{j} \tag{4.176}$$

se obține:

$$\frac{\mathrm{d}\underline{E}_e}{\mathrm{d}x}=\mathrm{j}\omega\mu_0\underline{H}_e \tag{4.177}$$

4.2.3.2. Starea electromagnetică în domeniul III definit prin $-a < x < a$. În acest domeniu este valabilă o relație de forma (4.176), cu deosebirea că mărimile câmp electric şi câmp magnetic vor primi, în loc de indicele e, indicele i şi deci se scrie:

$$\frac{\mathrm{d}\underline{E}_i}{\mathrm{d}x}=\mathrm{j}\omega\mu_0\underline{H}_i \tag{4.178}$$

Urmează un artificiu de calcul, având în vedere că în domeniul III, $k^2=\mathrm{j}\omega\mu\sigma=0$. Ecuația (4.178) se integrează şi apoi se înmulțeşte şi se împarte cu $\sigma\mu$:

$$\underline{E}_i=\mathrm{j}\omega\mu_0\underline{H}_i x\frac{\sigma\mu}{\sigma\mu}=\frac{k^2\mu_0}{\sigma\mu}\underline{H}_i x \tag{4.179}$$

Constanta de integrare este nulă având în vedere regimul armonic al mărimilor în cauză.

4.2.3.3. Starea electromagnetică în domeniul II, în peretele cabinei. Această stare este descrisă de ecuația lui Helmholtz $\Delta\underline{\mathbf{H}}=k^2\underline{\mathbf{H}}$ sau în coordonate carteziene:

$$\frac{\mathrm{d}^2\underline{H}}{\mathrm{d}x^2}-k^2\underline{H}=0 \tag{4.180}$$

cu soluția:

$$\underline{H}=C_3\mathrm{e}^{kx}+C_4\mathrm{e}^{-kx} \tag{4.181}$$

Ecuația lui Maxwell se scrie sub forma:

$$\underline{\mathbf{E}}=\frac{1}{\sigma}\,\mathrm{rot}\underline{\mathbf{H}} \tag{4.182}$$

În coordonate carteziene $\mathrm{rot}_z\underline{\mathbf{H}}=\mathrm{d}\underline{H}_y/\mathrm{d}x$ şi deci relația (4.182), pentru orientarea cunoscută a vectorului, se scrie:

$$\underline{E}=\frac{k}{\sigma}\left(C_3\mathrm{e}^{kx}-C_4\mathrm{e}^{-kx}\right) \tag{4.183}$$

4.2.3.4. Condiții de graniță şi factorul de ecranare. Între domeniile II şi III se conservă componena tangențială a câmpului electric. Din relațiile (4.179) şi (4.183) pentru $x = a$, se obține:

$$\frac{k^2\mu_0 a}{\sigma\mu}\underline{H}_i=\frac{k}{\sigma}\left(C_3\mathrm{e}^{kx}-C_4\mathrm{e}^{-kx}\right) \tag{4.184}$$

Relația (4.181) a câmpului magnetic se scrie o dată pentru $x = a$ şi o dată pentru $x = a + g$

$$\underline{H}_i=C_3\mathrm{e}^{ka}+C_4\mathrm{e}^{-ka} \tag{4.185}$$

$$\underline{H}_e=C_3\mathrm{e}^{k(a+g)}+C_4\mathrm{e}^{-k(a+g)} \tag{4.186}$$

Din sistemul de ecuații (4.184)... (4.186) se determină constantele C_3, C_4 şi câmpul magnetic $\underline{H}_i$. După efectuarea calculelor se obține expresia factorului de ecranare:

$$\underline{F}_e=\frac{\underline{H}_i}{\underline{H}_e}=\frac{1}{\cosh kg+D\sinh kg} \tag{4.187}$$

cu notația:

$$D=\frac{k\mu_0 a}{\mu}=\frac{ka}{\mu_r} \tag{4.188}$$

Eficiența ecranării, adică modulul inversului factorului de ecranare, are expresia:

$$S=\left|\frac{1}{\underline{F}_e}\right|=\sqrt{\mathrm{Re}^2\left(\frac{1}{\underline{F}_e}\right)+\mathrm{Im}^2\left(\frac{1}{\underline{F}_e}\right)} \tag{4.189}$$

Atenuarea evaluată în Neper, după efectuarea operațiilor de separare a părții reale de cea imaginară din relația (4.189) și logaritmare este:

$$a_N = \ln S = \frac{1}{2}\ln\left[\frac{1}{2}\left(\cosh\frac{2g}{\delta}+\cos\frac{2g}{\delta}\right)+\frac{\mu_0 a}{\mu\delta}\left(\sinh\frac{2g}{\delta}-\sin\frac{2g}{\delta}\right)+\right.$$

$$\left.+\left(\frac{\mu_0 a}{\mu\delta}\right)^2\left(\cosh\frac{2g}{\delta}-\cos\frac{2g}{\delta}\right)\right], \qquad (4.190)$$

cu notațiile suplimentare:

$$k=\sqrt{j\omega\mu\sigma}=\frac{1+j}{\delta};\ \delta=\sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \qquad (4.191)$$

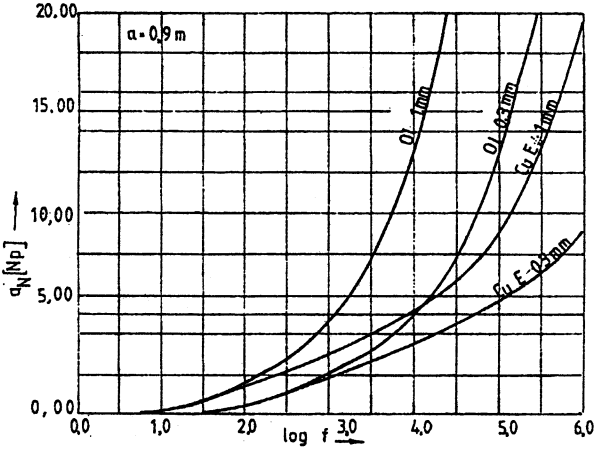


Fig.4.23. Atenuarea oferită de o cabină cu a = 0,9 m

În fig.4.23 sunt date diagame privind atenuarea calculată cu relația (4.189) pentru variante Cu și Ol cu grosimi de 0,3 mm și 1 mm, și cu distanța între pereți $2a$ = 1,8 m.

Notă. O comparație între rezultatele atenuării obținute cu relația (4.166) pentru ecranul sferic și relația (4.189) a pereților paraleli cu închidere la mare depărtare se poate face cu ajutorul diagramelor din fig.4.19 și 4.23, ca și cu ajutorul tabelului 4.1. Se constată valori apropiate pentru cele două soluții.

Tabelul 4.1

Comparație între atenuarea unui ecran sferic și a unei cabine

Sistemul de ecranare	Dimensiunea [m]	Grosimea g [mm]	Frecvența [Hz]	Materialul	Atenuarea [Np]
sfera	r = 1 m	1	10^4	Ol	14,3
cabina	a = 0,9 m	1	10^4	Ol	13,0

4.2.3.5. Cavitatea cilindrică. Cabina ecranată este prevăzută cu perforații tubulare, cu formă cilindrică sau de fagure, în scopul asigurării ventilației, adică a introducerii de aer proaspăt şi a evacuării aerului viciat. Aceste perforații sunt grupate în ferestre, unele situate în zona inferioară a cabinei, altele situate în zona superioară O perforație se poate asimila cu o cavitate cilindrică, iar rolul ei funcțional este de a constitui o barieră pentru semnalele electromagnetice de interferență până la o limită de frecvență determinată de dimensiunile geometrice ale cavității.

4.2.3.5.1. Cavitatea cilindrică în câmp armonic. În fig.4.24 s-a schițat o cavitate cilindrică, cu diametrul $2a$ şi adâncimea h după axa z, excitată de câmpul electric $\underline{E}_0$, normal la suprafața cabinei în care este plasată cavitatea cilindrică. Față de această cavitate câmpul electric este paralel cu axa z. Se consideră nulă componenta magnetică a câmpului electromagnetic incident. În acest caz $\mathrm{rot}\underline{\mathbf{E}} = -\mu\partial\underline{\mathbf{H}}/\partial t = 0$;

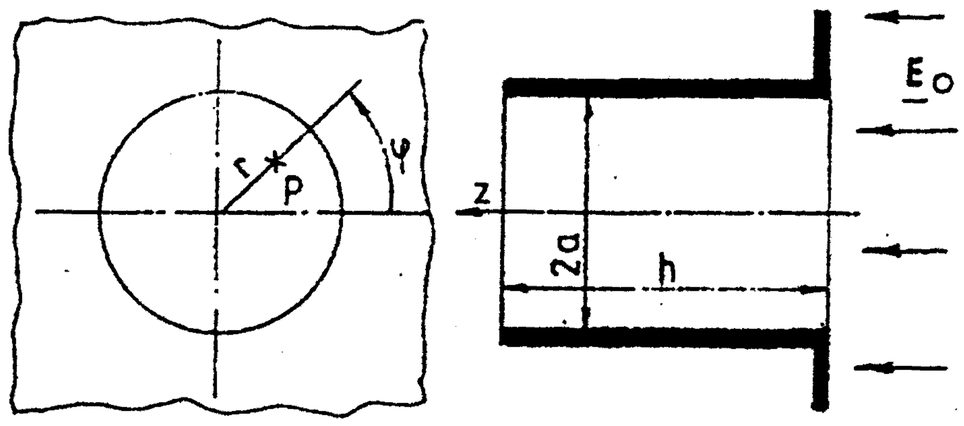


Fig.4.24. Cavitate cilindrică în câmp electric armonic

$\underline{\mathbf{E}} = -\mathrm{grad}X$; $\mathrm{div}\,\underline{\mathbf{E}} = 0$ şi deci $\Delta X = 0$. În coordonate cilindrice, cu termenul $1/r^2\left(\partial^2 X/\mathrm{d}\varphi^2\right) = 0$, rezultă:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial r} + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} = 0 \qquad (4.192)$$

adică o ecuație diferențială cu derivate parțiale, cu soluția generală de forma:

$$X(r,\ z) = R(r)\,Z(z) = R\,Z \qquad (4.193)$$

Se introduce soluția (4.193) în ecuația (4.192) şi se obține:

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r}\frac{R'}{R} = -\frac{Z''}{Z} = -\beta^2 \qquad (4.194)$$

Rezultă astfel ecuațiile diferențiale:

$$R'' + \frac{1}{r}R' + \beta^2 R = 0 \qquad (4.195)$$

$$\text{şi}\quad Z'' - \beta^2 Z = 0 \qquad (4.196)$$

cu soluțiile corespunzătoare:

$$R(r) = C_1 J_0(\beta r) + C_2 N_0(\beta r) \qquad (4.197)$$

$$Z(z) = C_3 \mathrm{e}^{\beta z} + C_4 \mathrm{e}^{-\beta z} \qquad (4.198)$$

În relația (4.197) soluția $C_2 N_0(\beta r)$ se elimină, deoarece pentru $r \to 0$; $N_0(\beta r) \to -\infty$. În relația (4.198) souția $C_1 \mathrm{e}^{\beta z}$ se elimină pentru a imprima soluției $Z(z)$ un caracter amortizat.

În final soluția generală se reduce la:

$$X(r,z)=AJ_0(\beta r)e^{-\beta z} \tag{4.199}$$

Urmează ca valorile proprii ale lui β să fie determinate printr-o condiție de graniță. Astfel pentru $r = a$, $X(z, a) = 0$ adică, peretele cavității metalice, conectat electric la pereții cabinei, ia potențialul zero.

Ca urmare se poate scrie:

$$J_0(\beta a)=0 \tag{4.200}$$

Din tabelele Jahnke-Emde-Lösch [16] primele cinci zerouri ale funcției $J_0(\beta a)$ sunt βa = 2,40048; 5,5201; 8,6537; 11,7915; 14,9309. Ca urmare factorul de amortizare poate lua valorile:

$$\beta_1=\frac{2,4048}{a};\ \beta_2=\frac{5,5201}{a};\ \beta_3=\frac{8,6537}{a};\ \beta_4=\frac{11,7915}{a};\ \beta_5=\frac{14,9309}{a}$$

Soluția (4.199) se rescrie ținând seama de aceste valori proprii:

$$X(r,z)=\sum_{n=1}^{\infty}A_nJ_0(\beta_n r)e^{-\beta_n z} \tag{4.201}$$

Pentru axul cavității, adică pentru $r = 0$ și $n = 1$, cu $J_0(0)=1$, soluția (4.201) ia forma:

$$X(0,z)=A_1e^{-\beta_1 z} \tag{4.202}$$

iar câmpul electric corespunzător este:

$$\underline{E}(0,z)=-\frac{\partial X(0,z)}{\partial z}=\beta_1A_1e^{-\beta_1 z} \tag{4.203}$$

Pentru $z = 0$ se obține $E(0,0)=\beta_1A_1$ (4.204)

Pentru $z = h$ se obține $E(0,h)=\beta_1A_1e^{-\beta_1 h}$ (4.205)

Se poate determina acum eficiența ecranării produse de cavitatea cilindrică:

$$S=\frac{E(0,0)}{E(0,h)}=e^{\beta_1 h} \tag{4.206}$$

cu atenuarea:

$$a_N=\ln S=\beta_1 h=2,4048\frac{h}{a}\ \ [\text{Np}] \tag{4.207}$$

Notă. Atenuarea este direct proporțională cu adâncimea h a incintei și invers proporțională cu raza a a cavității. Atenuarea dată de prima armonică ($\beta_1 = 2,4048/a$) este cea mai mică din seria oferită, prin considerente matematice. Ca urmare, un calcul de atenuare pentru prima armonică este acoperitor din punct de vedere aplicativ. În deducerea relației

(4.207) nu s-a ţinut sema de procesul de propagare a undei electromagnetice în cavitatea cilindrică. Rezultatul din relaţia (4.207) este acceptabil dacă dimensiunile cavităţii cilindrice (a, h) sunt sensibil mai mici decât lungimea de undă a câmpului electric incident.

4.2.3.5.2. **Cavitatea cilindrică în câmp magnetic armonic.** În fig.4.25 se arată sistemul de coordonate şi faptul că vectorul câmp magnetic de excitaţie $\underline{\mathbf{H}}_0$ este tangent la suprafaţa cabinei şi perpendicular pe axa z de extindere a cavităţii cilindrice. Pentru un punct P, situat în domeniul definit de cilindrul cu raza a şi extindere h, starea electromagnetică este descrisă de ecuaţiile $\mathrm{rot}\,\underline{\mathbf{H}} = 0$; $\mathrm{div}\,\underline{\mathbf{H}} = 0$; $\underline{\mathbf{H}} = -\,\mathrm{grad}X$; $\Delta X = 0$. Laplaceianul, în coordonate cilindrice, ia forma:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 X}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}=0 \qquad (4.208)$$

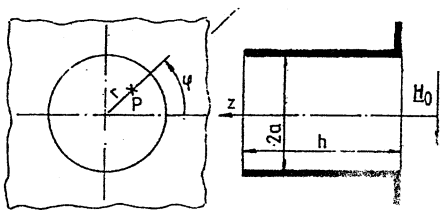


Fig.4.25. Cavitate cilindrică în câmp magnetic armonic

cu soluţia generală:

$$X(r,\varphi,z)=R(r)\,\phi(\varphi)\,Z(z)=R\phi Z \qquad (4.209)$$

După introducerea soluţiei generale (4.209) în ecuaţia (4.208) şi apoi prin împărţire cu $R\phi Z$ se obţine:

$$\underbrace{\frac{R''}{R}+\frac{1}{r}\cdot\frac{R'}{R}+\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\phi''}{\phi}}_{A}=\underbrace{-\frac{Z''}{Z}}_{B}=\underbrace{-\beta^2}_{C} \qquad (4.210)$$

Din egalitatea $B = C$ se obţine o primă ecuaţie diferenţială:

$$Z''-\beta^2 Z=0 \qquad (4.211)$$

Din egalitatea $A = C$ şi înmulţire cu r^2 se obţine:

$$\frac{r^2R''}{R}+\frac{rR'}{R}+\beta^2r^2=-\frac{\phi''}{\phi}=m^2 \qquad (4.212)$$

Din această relaţie se obţin alte două ecuaţii diferenţiale, şi anume:

$$R''+\frac{1}{r}R'+\left(\beta^2-\frac{m^2}{r^2}\right)R=0 \qquad (4.213)$$

$$\phi''+m^2\phi=0 \qquad (4.214)$$

Soluţia ecuaţiilor diferenţiale (4.211), (4.213), (4.214) sunt:

$$Z(z)=C_1e^{\beta z}+C_2e^{-\beta z} \qquad (4.215)$$

cu renunțare la termenul $C_1 e^{\beta z}$, pentru ca relația (4.215) să indice o amortizare în raport cu variabila z;

$$R(r)=C_3 J_m(\beta r)+C_4 N_m(\beta r) \tag{4.216}$$

cu renunțare la termenul $C_4 N_m(\beta r)$, pentru că această funcție capătă valoare infinită pentru $r\to 0$;

$$\phi(\varphi)=C_5 \cos m\varphi + C_6 \sin m\varphi \tag{4.217}$$

Astfel soluția generală (4.209) devine:

$$X(r,\varphi,z)=\sum_{m=1}^{\infty} e^{-\beta z} J_m(\beta r)(A_m \cos m\varphi + B_m \sin m\varphi) \tag{4.218}$$

Pentru a decide asupra lui m şi asupra termenilor sinusoidali se fac următoarele considerații:

* Componenta tangențială a câmpului magnetic, pentru coordonata $z = 0$, este:

$$\underline{H}_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial \varphi} = -\frac{1}{r}\left(-mA_m \sin m\varphi + mB_m \cos m\varphi\right) J_m(\beta r) \tag{4.219}$$

* Pentru $\varphi = \pi/2$ (fig.4.25), la cota $z = 0$, adică la suprafața cabinei ecranate, $\underline{H}_\varphi = 0$ şi deci $A_m = 0$ şi $m = 1$ pentru că $\underline{H}_\varphi = \underline{H}_0 \cos\varphi$. Soluția generală (4.218) a potențialului magnetic scalar devine:

$$X(r,\varphi,z)=De^{-\beta z} J_1(\beta r)\sin\varphi \tag{4.220}$$

Condițiile de graniță sunt următoarele:

* Pentru $z = 0$, $r = a$, componenta tangențială are expresia:

$$\underline{H}_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial X}{\partial \varphi} = -\frac{D}{a} J_1(\beta a)\cos\varphi = \begin{cases} 0 \text{ pentru } \varphi = \pi/2 \\ \underline{H}_0 \text{ pentru } \varphi = 0 \end{cases} \tag{4.221}$$

* Pentru $z = 0$, $r = a$, componenta radială are expresia:

$$\underline{H}_r = -\frac{\partial X}{\partial r} = -DJ_1'(\beta a)\sin\varphi = \begin{cases} 0 & \text{pentru } \varphi = 0 \\ \underline{H}_0 & \text{pentru } \varphi = \pi/2 \end{cases} \tag{4.222}$$

Din relația (4.221), la $\varphi = 0$ şi relația (4.222), la $\varphi = \pi/2$, se obține:

$$J_1(\beta a)=\beta a J_1'(\beta a) \tag{4.223}$$

Cunoscându-se [31] formula de recurență:

$$J_n'=\frac{n}{x}J_n - J_{n+1} \tag{4.224}$$

relația (4.223) se transformă în

$$J_1(\beta a)=\beta a\left[\frac{1}{\beta a}J_1(\beta a)-J_2(\beta a)\right] \tag{4.225}$$

ceea ce conduce la:

$$J_2(\beta a) = 0 \tag{4.226}$$

Zerourile funcției Bessel J_2 sunt date conform tabelelor Jahnke-Emde-Lösch [16] de $a = 5{,}136;\ 8{,}417;\ 11{,}620;\ 14{,}796...$ astfel că β ia următoarele valori proprii:

$$\beta_1 = \frac{5{,}136}{a};\ \beta_2 = \frac{8{,}417}{a};\ \beta_3 = \frac{11{,}620}{a};\ \beta_4 = \frac{14{,}796}{a}... \tag{4.227}$$

iar soluția generală (4.220) este de forma:

$$X(r,\varphi,z) = \sin\varphi \sum_{i=1}^{\infty} D_i e^{-\beta_i z} J_1(\beta_i r) \tag{4.228}$$

Pentru parametrul $\beta = \beta_1$, componenta radială a câmpului magnetic la adâncimea în cavitate $z = 0$, în acord cu relațiile (4.220) şi (4.222), este:

$$\underline{H}_r(r,\varphi,0) = -D\beta J'(\beta r)\sin\varphi \tag{4.229}$$

iar la adâncimea $z = h$, este:

$$\underline{H}_r(r,\varphi,h) = -De^{-\beta_1 h}\beta J'(\beta r)\sin\varphi \tag{4.230}$$

Din ultimele două relații se determină eficiența de ecranare a cavității:

$$S = \frac{\underline{H}_r(r,\varphi,0)}{\underline{H}_r(r,\varphi,h)} = e^{\beta_1 h} \tag{4.231}$$

şi atenuarea:

$$a_N = \ln S = \beta_1 h = 5{,}136\frac{h}{a} \tag{4.232}$$

Pentru valorile parametrului $\beta = \beta_2, \beta_3, \beta_4$, din punct de vedere matematic, atenuările sunt mai puternice, dar, din punct de vedere fizic, se acceptă soluția cea mai defavorabilă, adică $\beta_1 = 5{,}136$.

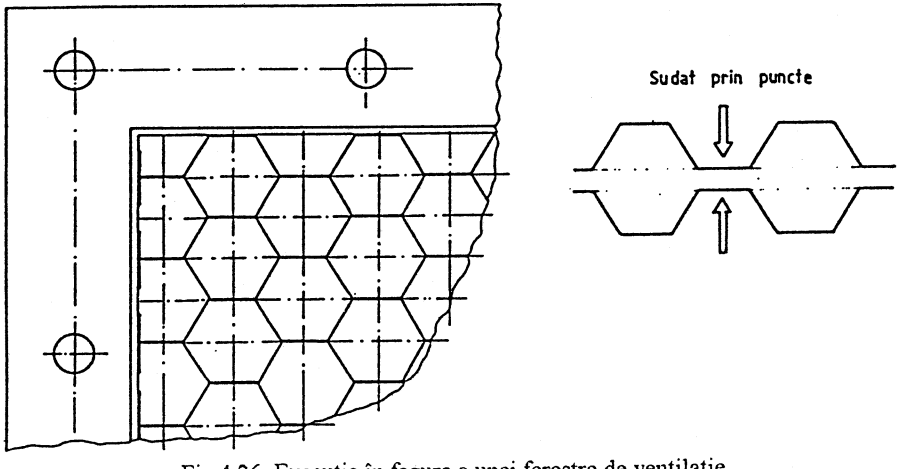


Fig.4.26. Execuția în fagure a unei ferestre de ventilație

Notă. Din punct de vedere tehnologic, pentru a forma o fereastră de ventilaţie, se asociază mai multe cavităţi sub formă de fagure, ca în fig.4.26, în care se arată că formarea cavităţilor se realizează din tole îndoite după un semihexagon.

4.3. TOLA METALICĂ CA BARIERĂ LA CÂMPUL DE RADIAȚIE

Frecvente fenomene de interferență sunt datorate radiației electromagnetice, provenind din emițătoare convenționale (radio, TV etc.), dar şi din procese de comutație cu arc electric. În cele ce urmează se va cerceta impactul radiației electromagnetice (unda plană) cu tola metalică. Aceasta intră ca o componentă de bază în construcția incintelor lipsite de zgomot electromagnetic.

4.3.1. ECUAȚIILE PROPAGĂRII UNDEI PLANE

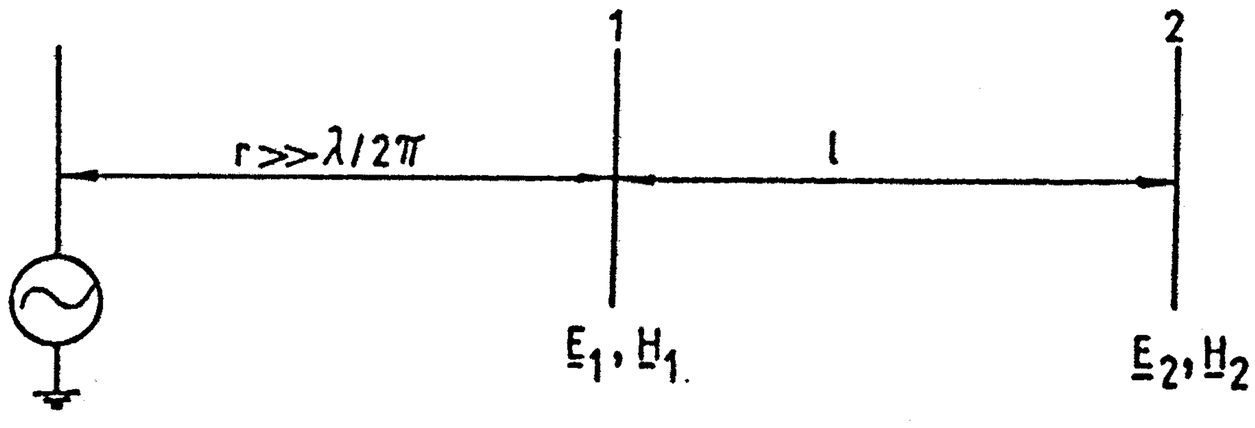


Fig.4.27. Relativ la ecuațiile de propagare a undei plane

Într-un mediu caracterizat prin conductivitatea electrică σ, permeabilitatea magnetică μ şi permitivitatea ε, ecuațiile propagării undei electromagnetice plane (similar ecuațiilor telegrafiştilor) se pot scrie sub două forme şi anume [§ 2.7 şi 2.8]:

a) Mărimile dinspre sursă, în funcție de mărimile la distanță mai mare:

$$\underline{E}_1=\underline{E}_2 \cosh kl + \underline{Z}_w \underline{H}_2 \sinh kl \tag{4.233}$$

$$\underline{H}_1 = \underline{H}_2 \cosh kl + \frac{\underline{E}_2}{\underline{Z}_w} \sinh kl \tag{4.234}$$

b) Mărimile de la distanță mai mare, în funcție de mărimile mai apropiate de sursă:

$$\underline{E}_2 = \underline{E}_1 \cosh kl - \underline{Z}_w \underline{H}_1 \sinh kl \tag{4.235}$$

$$\underline{H}_2 = \underline{H}_1 \cosh kl - \frac{\underline{E}_1}{\underline{Z}_w} \sinh kl \tag{4.236}$$

Figura 4.27 este explicativă pentru poziția planelor *1* şi *2*, între care există distanța *l*, în raport cu sursa de radiație situată la distanța $r >> \lambda/2\pi$ față de planul *1*. Notațiile din relațiile (4.233)... (4.236) sunt următoarele:

constanta de propagare $k=\sqrt{j\omega\mu(\sigma+j\omega\varepsilon)}$; (4.237)

impedanţa de undă $\underline{Z}_w=\sqrt{\dfrac{j\omega\mu}{\sigma+j\omega\varepsilon}}$ (4.238)

În raport cu proprietăţile de material μ, σ, ε se disting următoarele situaţii limită:

* *În metale*: $\varepsilon=0$; $\mu=\mu_0\mu_r$, $\sigma\neq 0$ şi rezultă:

constanta de propagare $k=\sqrt{j\omega\mu\sigma}=\dfrac{1+j}{\delta}$; $\delta=\sqrt{\dfrac{2}{\omega\mu\sigma}}$; (4.239)

impedanţa de undă $\underline{Z}_w=\sqrt{\dfrac{j\omega\mu}{\sigma}}$ (4.240)

* *În aer* $\varepsilon=\varepsilon_0$; $\mu=\mu_0$; $\sigma=0$ şi rezultă:

constanta de propagare $k=j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ (4.241)

impedanţa de undă $\underline{Z}_0=\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}=377\ \Omega$. (4.242)

4.3.2. TRECEREA UNDEI DIN AER ÎN METALUL CONDUCTOR

La depărtare de dipolul care radiază, unda electromagnetică se poate considera ca fiind plană (fig.5.2). Vectorii fazori **E** şi **H** sunt în fază, dar decalaţi spaţial cu 90°. Viteza de deplasare a undei este $c=1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$. Pentru explicaţii suplimentare este necesar a se vedea § 5.1.

La impactul normal al undei electromagnetice cu un semispaţiu conductor, mărginit de o suprafaţă plană, se produce o reacţie în zona de contact (metal şi aer). Această reacţie se poate cuantifica ţinând seama că vectorii **E** şi **H** sunt tangenţi la suprafaţa de separaţie aer-metal şi deci că se conservă componentele tangenţiale de câmp electric şi magnetic. La această regulă, cunoscută în electrotehnică, se adaugă următoarele observaţii de natură fenomenologică:

În metal nu se regăseşte unda incidentă nealterată şi, ca urmare, apare justificat să acceptăm un proces de reflexie la suprafaţa metalului, care modifică în aer, în zona de impact, unda incidentă. Unda reflectată se propagă în sens invers sensului de

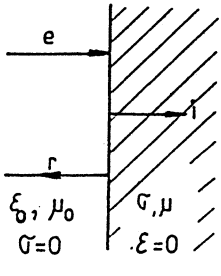


Fig.4.28. Relativ la factorii de refracţie şi reflexie

propagare a undei incidente. Pentru scrierea relațiilor în care intră mărimile $\underline{E}$ și $\underline{H}$ se atribuie indicii:

e, pentru unda externă la depărtare de suprafața metalului;

r pentru unda reflectată;

i, pentru unda din interiorul metalului.

Cu notațiile simbol din fig.4.28, ecuațiile care descriu procesul fizic menționat sunt următoarele:

a) Relațiile de fază $\begin{cases} \underline{E}_e + \underline{E}_r = \underline{E}_i & (4.243) \\ \underline{H}_e + \underline{H}_r = \underline{H}_i & (4.244) \end{cases}$

b) Relație de sens de propagare $\underline{H}_r = -\dfrac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_0}$ (4.245)

Relația (4.244) se scrie sub forma:

$$\frac{\underline{E}_e}{\underline{Z}_0} - \frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_0} = \frac{\underline{E}_i}{\underline{Z}_w}, \tag{4.246}$$

relație în care se introduce $\underline{E}_r$ din (4.243) și se obține

$$\underline{E}_i = \frac{2\underline{Z}_w}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w}\underline{E}_e = \underline{F}_1 \underline{E}_e, \tag{4.247}$$

unde expresia:

$$\underline{F}_1 = \frac{2\underline{Z}_w}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w} \tag{4.248}$$

se numește *factor de refracție* și cuantifică câmpul electric în semispațiul conductor. În relația (4.243) se cunoaște $\underline{E}_i$ din relația (4.247) și deci se poate determina câmpul electric reflectat:

$$\underline{E}_r = \frac{\underline{Z}_w - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_0}\underline{E}_e = \underline{R}_1 \underline{E}_e \tag{4.249}$$

unde expresia:

$$\underline{R}_1 = \frac{\underline{Z}_w - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_0}$$

se numește *factor de reflexie* și cuantifică câmpul electric reflectat de suprafața metalului conductor. Legătura între factorul de refracție și cel de reflexie este:

$$\underline{F}_1 = 1 + \underline{R}_1 \tag{4.250}$$

Pentru cuantificarea câmpului magnetic, în acord cu (4.244) și (4.246), se folsesc relațiile:

* În exterior la mare depărtare de suprafața metalică

$$\underline{H}_e = \frac{\underline{E}_e}{\underline{Z}_0} \tag{4.251}$$

* Câmpul magnetic reflectat

$$\underline{H}_r = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_0} \tag{4.252}$$

* Câmpul magnetic transmis la graniță în interiorul metalului

$$\underline{H}_i = \frac{\underline{E}_i}{\underline{Z}_w} \tag{4.253}$$

Notă. Justificarea relației de tipul $\underline{H} = \underline{E} / \underline{Z}$ este dată la § 5.1, relația (5.14).

Aplicație numerică. Se cere să se descrie starea electromagnetică în aer și în metalul CuE la impactul cu unda electromagnetică plană de frecvență f = 1 MHz. Se calculează succesiv:

a) Adâncimea de pătrundere

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}0173 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 10^{6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1}} = 6{,}62 \cdot 10^{-5} \text{ m}; \tag{4.254}$$

b) Impedanța de undă în metal

$$\underline{Z}_w = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = \frac{\rho}{\delta}(1+j) = \frac{\sqrt{2}\,\rho}{\delta} e^{j\pi/4}$$

$$\underline{Z}_w = \frac{\sqrt{2} \cdot 0{,}0173 \cdot 10^{-6}}{6{,}62 \cdot 10^{-5}} e^{j\pi/4} = 3{,}696 \cdot 10^{-4} e^{j\pi/4}; \tag{4.255}$$

c) Factorul de reflexie

$$\underline{R}_1 = \frac{\underline{Z}_w / \underline{Z}_0 - 1}{\underline{Z}_w / \underline{Z}_0 + 1} = \frac{3{,}696 \cdot 10^{-4} e^{j\pi/4} / 3{,}77 - 1}{3{,}696 \cdot 10^{-4} e^{j\pi/4} / 377 + 1} \approx -1; \tag{4.256}$$

d) Câmpul electric reflectat

$$\underline{E}_r = \underline{E}_e \underline{R}_1 = -\underline{E}_e \tag{4.257}$$

e) Câmpul electric transmis în metal, la graniță

$$\underline{E}_i = \underline{F}_1 \underline{E}_e = (1 + \underline{R}_1)\underline{E}_e = 0 \tag{4.258}$$

f) Câmpul magnetic reflectat

$$\underline{H}_r = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_0} = \frac{\underline{E}_e}{\underline{Z}_0} = \underline{H}_e \tag{4.259}$$

g) Câmpul magnetic transmis în metal, la graniță

$$\underline{H}_i = \underline{H}_e + \underline{H}_r = 2\underline{H}_e \tag{4.260}$$

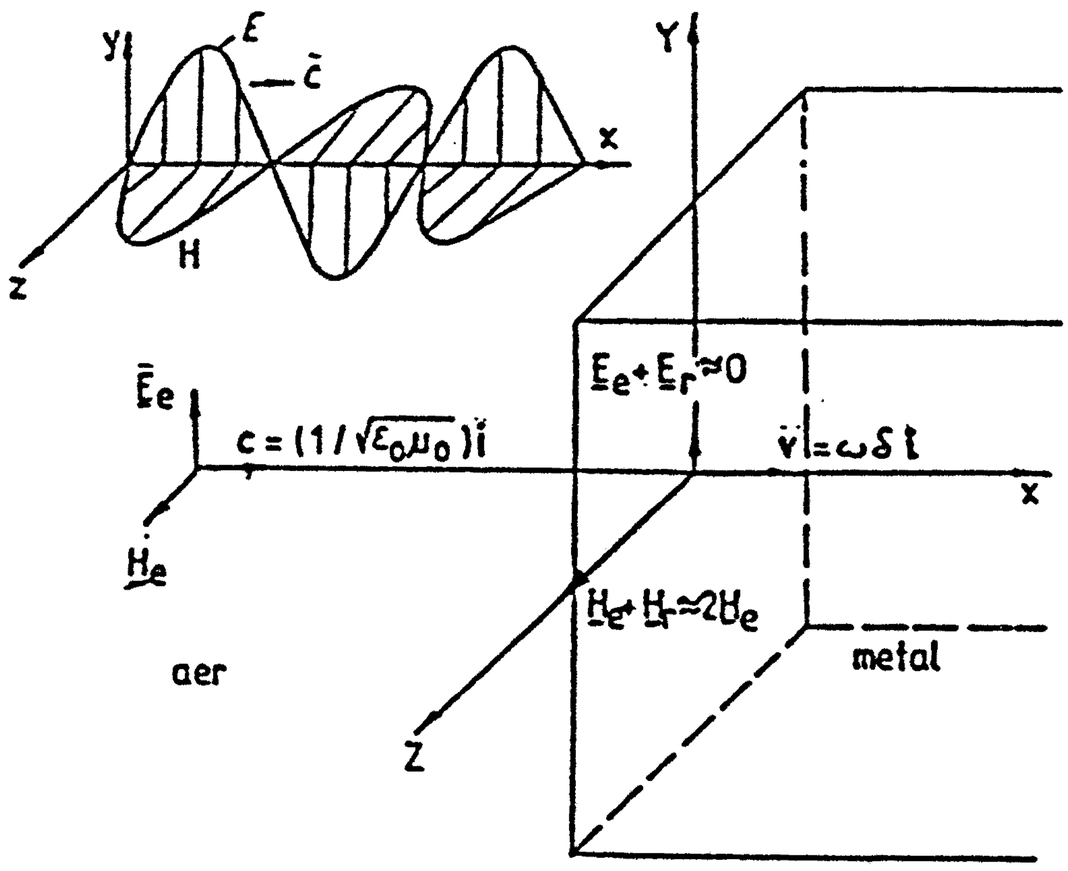


Fig.4.29. Relativ la impactul undei plane cu o suprafață metalică

Notă. După cum rezultă din analiza datelor numerice rezultate din relațiile (4.254)... (4.260), se constată că:

* Suprafața metalică reflectă, practic total, componenta de câmp electric. Această componentă nu mai pătrunde în metal. Pe suprafața metalului se formează un nod de undă electrică staționară.

* În metal pătrunde câmpul magnetic amplificat la valoarea $2\underline{H}_e$

* În fig.4.29 se prezintă schematic acest proces fizic de distrugere a componentei de câmp electric şi de amplificare a componentei de câmp magnetic.

4.3.3. TRECEREA UNDEI DIN METALUL CONDUCTOR ÎN AER

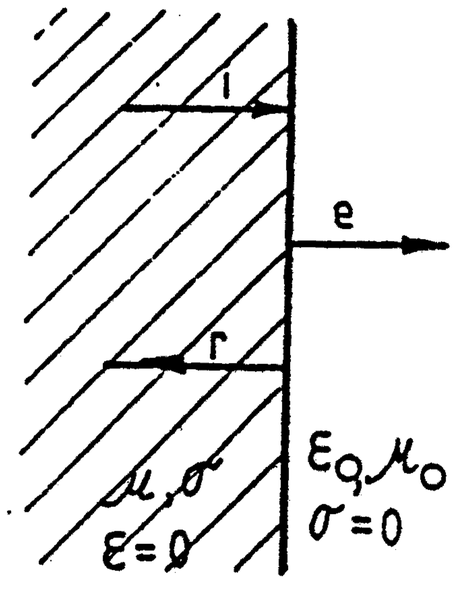


Fig.4.30. Relativ la ieşirea undei plane din metal

Cu notațiile din fig.4.30, cu condiția conservării componentei tangențiale de câmp magnetic şi electric şi marcarea schimbării sensului de propagare pentru unda reflectată, relațiile care descriu starea electromagnetică la granița între metal şi aer sunt următoarele:

a) relații de fază:

$$\underline{E}_i + \underline{E}_r = \underline{E}_e \tag{4.261}$$

$$\underline{H}_i + \underline{H}_r = \underline{H}_e \tag{4.262}$$

b) relație de sens de propagare:

$$\underline{H}_r = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_w} \tag{4.263}$$

Relația (4.262) se scrie sub forma:

$$\frac{\underline{E}_i}{\underline{Z}_w} - \frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_w} = \frac{\underline{E}_e}{\underline{Z}_0} \tag{4.264}$$

Din relațiile (4.261) şi (4.264) se obține expresia câmpului electric care iese (la graniță) din metal şi trece în aer

$$\underline{E}_e = \frac{2\underline{Z}_0}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w}\underline{E}_i = \underline{F}_2\underline{E}_i \tag{4.265}$$

relație în care *factorul de refracție* are expresia

$$\underline{F}_2 = \frac{2\underline{Z}_0}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w} \tag{4.266}$$

Se obține de asemenea câmpul electric reflectat

$$\underline{E}_r = \frac{\underline{Z}_0 - \underline{Z}_w}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w}\underline{E}_i = \underline{R}_2\underline{E}_i \tag{4.267}$$

cu notația pentru *factorul de reflexie*

$$\underline{R}_2 = \frac{\underline{Z}_0 - \underline{Z}_w}{\underline{Z}_0 + \underline{Z}_w} \tag{4.268}$$

Câmpul magnetic transmis la graniță are expresia

$$\underline{H}_e = \frac{\underline{E}_e}{\underline{Z}_0} \tag{4.269}$$

Se observă că relațiile de calcul pentru factorii de refracție și reflexie $\underline{F}_2$ și $\underline{R}_2$ au aceeași structură cu relațiile de calcul pentru factorii de refracție și reflexie $\underline{F}_1$ și $\underline{R}_1$, cu mențiunea că rolul impedanțelor de undă $\underline{Z}_0$ și $\underline{Z}_w$ se inversează.

Aplicație numerică. Se cere să se descrie starea electromagnetică la ieșirea undei plane dintr-un semispațiu de oțel, în aer. Semispațiul de oțel este caracterizat prin proprietățile de material: $\rho = 0{,}15\cdot 10^{-6}$ Ωm; $\mu_r = 500$. Frecvența undei este 500 kHz. Se calculează succesiv:

a) Adâncimea de pătrundere

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{2\cdot 0{,}15\cdot 10^{-6}}{2\pi\cdot 500\cdot 10^{3}\cdot 4\pi\cdot 10^{-7}\cdot 500}} = 1{,}233\cdot 10^{-5}\ \text{m}; \tag{4.270}$$

b) Impedanța de undă în metal

$$\underline{Z}_w = \frac{\sqrt{2}\rho}{\delta}e^{j\pi/4} = \frac{\sqrt{2}\cdot 0{,}15\cdot 10^{-6}}{1{,}233\cdot 10^{-5}}e^{j\pi/4} = 1{,}72\cdot 10^{-2}e^{j\pi/4}; \tag{4.271}$$

c) Factorul de reflexie

$$\underline{R}_2 = \frac{\underline{Z}_0 / \underline{Z}_w - 1}{\underline{Z}_0 / \underline{Z}_w + 1} = \frac{377 / 1{,}72\cdot 10^{-2}e^{j\pi/4} - 1}{377 / 1{,}72\cdot 10^{-2}e^{j\pi/4} + 1} \approx 1 \tag{4.272}$$

d) Câmpul electric reflectat

$$\underline{E}_r = \underline{R}_2\underline{E}_i = \underline{E}_i \tag{4.273}$$

e) Câmpul electric, transmis la graniță, în aer

$$\underline{E}_e = \underline{F}_2\underline{E}_i = (1+\underline{R}_2)\underline{E}_i = 2\underline{E}_i \tag{4.274}$$

f) Câmpul magnetic reflectat

$$\underline{H}_r = -\frac{\underline{E}_r}{\underline{Z}_w} = -\frac{\underline{E}_i}{\underline{Z}_w} = -\underline{H}_i \tag{4.275}$$

g) Câmpul magnetic, transmis la graniță în aer

$$\underline{H}_e = \underline{H}_i + \underline{H}_r = \underline{H}_i - \underline{H}_i = 0 \tag{4.276}$$

Notă. Din observarea relațiilor (4.270)... (4.276) se constată că la ieșirea din metal, câmpul electric este amplificat la valoarea $2\underline{E}_i$, iar câmpul magnetic este practic anulat.

4.3.4. PROPAGAREA UNDEI PLANE ÎN METAL

Un metal este caracterizat prin proprietățile de material: permeabilitatea magnetică μ, conductivitatea electrică σ, permitivitatea $\varepsilon = 0$. Din considerarea procesului fizic al propagării undei plane, rezultă că pe suprafața de separație aer-metal, excitația este sinusoidală. În cazul în care direcția de propagare a undei este normală la suprafața de separație între aer şi metal, excitația de câmp electric şi magnetic este tangențială la suprafața menționată. În acord cu relația (4.247), excitația componentei de câmp electric este $\underline{E}_i = \underline{F}_1 \underline{E}_e \approx 0$ şi, în acord cu relația (4.260), excitația componentei de câmp magnetic este $\underline{H}_i = \underline{H}_e + \underline{H}_r = 2\underline{H}_e$.

Starea electromagnetică în metal este descrisă de ecuațiile lui Helmholtz:

$$\Delta \underline{\mathbf{E}} = k^2 \underline{\mathbf{E}} \tag{4.277}$$

$$\Delta \underline{\mathbf{H}} = k^2 \underline{\mathbf{H}} \tag{4.278}$$

Din motivele menționate mai înainte, de interes este numai ecuația (4.278), care, în coordonate carteziene, se scrie sub forma:

$$\frac{\mathrm{d}^2 \underline{\mathbf{H}}}{\mathrm{d}x^2} - k^2 \underline{\mathbf{H}} = 0 \tag{4.279}$$

Având în vedere că vectorul $\underline{\mathbf{H}}$ depinde numai de coordonata x, se renunță la marcarea vectorială. Soluția ecuației diferențiale (4.279) este:

$$\underline{H} = C_1 \, \mathrm{e}^{kx} + C_2 \, \mathrm{e}^{-kx} \tag{4.280}$$

Din considerația de ordin fizic că procesul de propagare are un caracter amortizat, se elimină soluția $C_1 \mathrm{e}^{kx}$ şi rămâne:

$$\underline{H} = C_2 \mathrm{e}^{-kx} \tag{4.281}$$

Pentru $x = 0$, adică la suprafața de separație între aer şi metal, excitația este armonică, astfel că din relația (4.281) se obține:

$$C_2 = \underline{H}_i = H_0 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \tag{4.282}$$

iar în metal câmpul magnetic are expresia:

$$\underline{H} = H_0 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t} \mathrm{e}^{-(1+\mathrm{j})x/\delta} = H_0 \mathrm{e}^{-x/\delta} \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - x/\delta)} \tag{4.283}$$

Factorul $\mathrm{e}^{-x/\delta}$ reprezintă o amortizare spațială, după direcția x, iar factorul $\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - x/\delta)}$ indică periodicitatea fenomenului. Faza (dar nu şi amplitudinea) fenomenului se conservă dacă

$$\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) = C_3 = \text{constant} \tag{4.284}$$

sau $x = C_4 + \omega \, \delta \, t$ (4.285)

Viteza de propagare (a fazei) se obţine prin derivarea relaţiei (4.285):

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega\delta = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}} = \sqrt{\frac{2\omega\rho}{\mu}} \tag{4.286}$$

În fig.4.31 se prezintă valorile instantanee ale undei de câmp magnetic într-un metal. Momentele prezentate sunt pentru $\omega t = 0,\ \pi/6,\ 2\pi/6,\ 3\pi/6, 4\pi/6, 5\pi/6, 6\pi/6$.

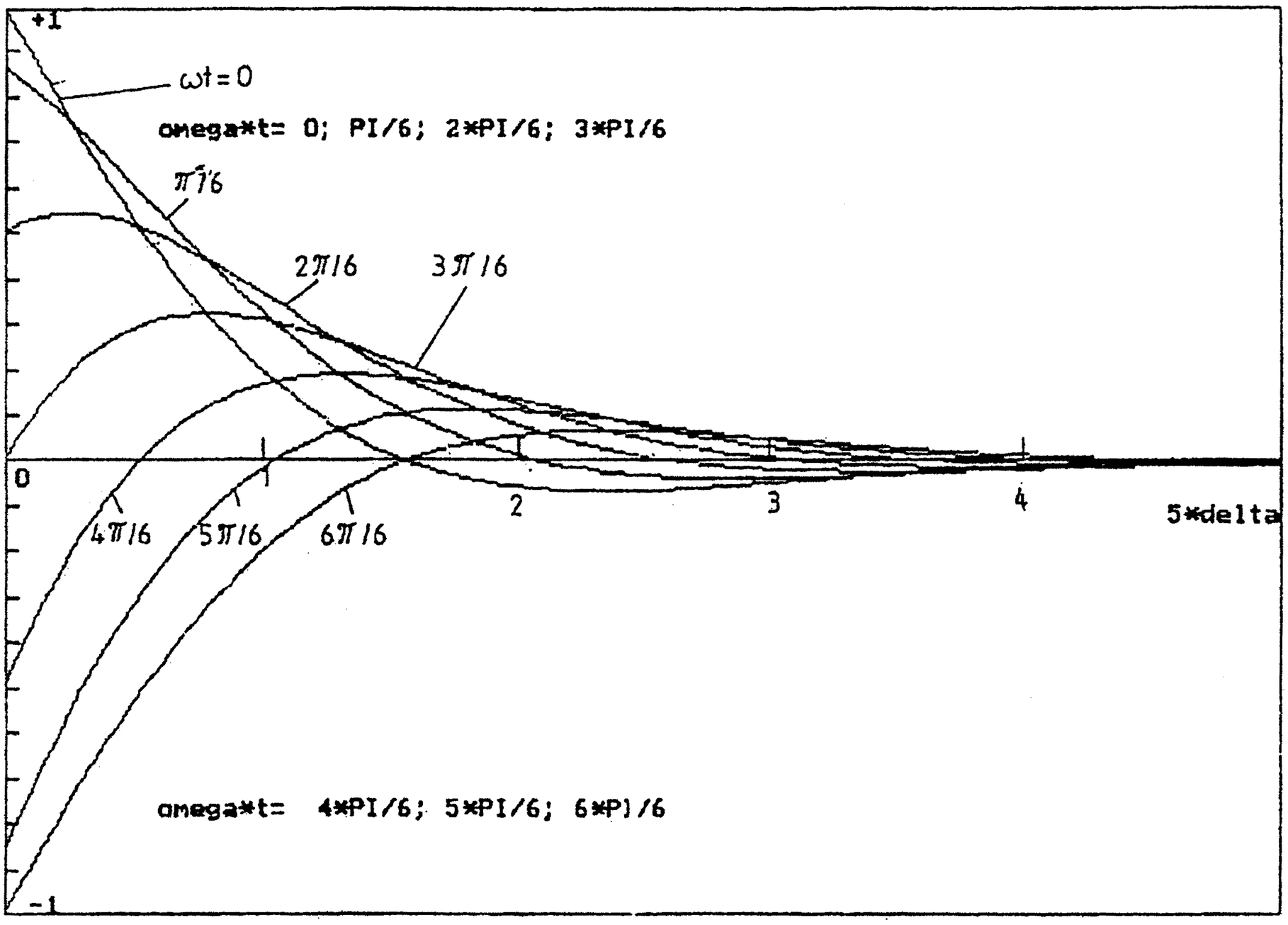


Fig.4.31. Propagarea undei plane într-un metal

Exemplu numeric. Viteza de propagare a câmpului magnetic într-o piesă de oţel cu $\rho = 0{,}15 \cdot 10^{-6}\ \Omega m,\ \mu_r = 500$ la frecvenţa de 1 MHz este dată de relaţia (4.286):

$$v = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{6} \cdot 0{,}15 \cdot 10^{-6}}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 500}} = 54{,}77 \quad [m / s]$$

Se constată că viteza de propagare a undelor plane în metale este considerabil mai mică decât viteza de propagare în aer:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2{,}99792458 \cdot 10^{8} \quad [m / s]$$

cu permitivitatea $\varepsilon_0 = 8{,}85418781 \cdot 10^{-12}$ [F / m] şi permeabilitatea $\mu_0 = 12{,}566370614 \cdot 10^{-7}$ [H/m].

4.3.5. TOLA METALICĂ CA BARIERĂ

În fig.4.32 s-a schematizat procesul traversării tolei metalice de către unda electromagnetică plană. Refracţii şi reflexii au loc atât la suprafaţa de separaţie aer-metal, cât şi la suprafaţa de separaţie metal-aer. Unda i_1 care iese din suprafaţa *1* este definită cu ajutorul factorilor de reflexie $\underline{R}_1$ şi de refracţie $\underline{F}_1$. Această undă suferă, în metal, o amortizare şi o defazare pe parcursul grosimii g a tolei şi se regăseşte ca unda i_2 pe suprafaţa *2* a metalului. Unda e_2 care iese din suprafaţa *2* a metalului este definită cu ajutorul factorilor de reflexie $\underline{R}_2$ şi de refracţie $\underline{F}_2$.

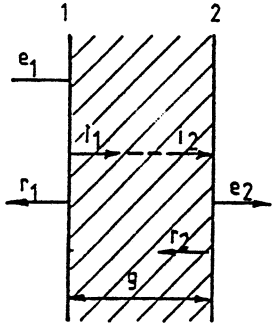


Fig.4.32. Tola de metal ca barieră la radiaţia electromagnetică

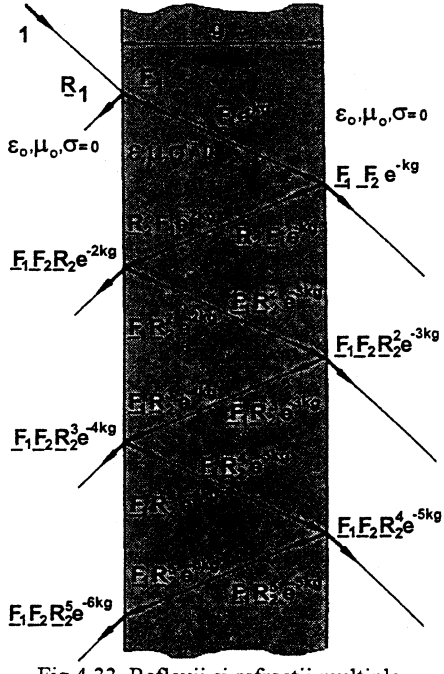


Fig.4.33. Reflexii şi refracţii multiple

Reflexii şi refracţii multiple. Tola metalică constituie principalul element constructiv pentru cabina ecranată şi pentru incinta lipsită de ecou electromagnetic. În esenţă utilizarea tolei metalice are următoarele efecte privind pătrunderea în interiorul unui volum ecranat a undelor electromagnetice:

a) Anulează (practic) câmpul electric în interiorul volumului ecranat, în acord cu relaţia (4.258): $\underline{E}_i = (1 + \underline{R}_1)\underline{E}_e = 0$, datorită formării nodului de câmp electric pe suprafaţa exterioară a tolei.

b) Anulează (practic) câmpul magnetic, în interiorul volumului ecranat, în acord cu relaţia (4.276): $\underline{H}_e = 0$.

Din punct de vedere teoretic tola conductoare electric determină reflexii şi refracţii multiple. Astfel, în fig.4.33, care reprezintă un model fizic pentru evoluţia componentei de câmp electric, se arată că factorul de refracţie global este de forma:

$$\underline{F}_g = \underline{F}_1\underline{F}_2\sum_{n=0}^{\infty}\underline{R}_2^{2n}\mathrm{e}^{-kg(2n+1)}, \qquad (4.287, \text{a})$$

iar factorul de reflexie global are expresia:

$$\underline{R}_g = \underline{R}_1 + \underline{F}_1\underline{F}_2\sum_{n=0}^{\infty}\underline{R}_2^{2n+1}e^{-kg(2n+2)} \qquad (4.287, b)$$

Ca urmare, după tola barieră, în volumul ecranat câmpul electromagnetic are componentele:

$$\underline{E}_g = \underline{F}_g\underline{E}_e\ ;\ \underline{E}_e \text{ componenta incidentă în aer} \qquad (4.288)$$

$$\underline{H}_g = \underline{E}_g\ /\ \underline{Z}_0 \qquad (4.289)$$

În relaţiile (4.287, a şi b), în acord cu relaţia (4.283), s-a notat $k = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \frac{1+j}{\delta}$. Câmpul electric în tolă suferă aceeaşi amortizare ca şi câmpul magnetic. În tabelul 4.2 sunt prezentate câteva date pentru tola de oţel cu grosimea g = 0,3 mm, permeabilitatea relativă μ_r = 500 şi rezistivitatea $\rho = 0{,}15 \cdot 10^6\ \Omega$m.

Tabelul 4.2

Tola de Ol cu grosime de 0,3 m

Frecvenţa f	[MHz]	0,1	1	10	100
Adâncimea de pătrundere δ	[m]	$2{,}75 \cdot 10^{-5}$	$8{,}71 \cdot 10^{-5}$	$2{,}75 \cdot 10^{-6}$	$8{,}71 \cdot 10^{-7}$
Amortizarea $\alpha g = g/\delta$	[Np]	10,88	34,41	109,09	344,20
Viteza de propagare v	[m/s]	17,28	54,77	172,8	547,7

Notă. În construcţiile de mare performanţă, se foloseşte ca perete pentru o incintă ecranată, un strat dublu, şi anume:

* Tola de CuE în exterior, pentru neutralizarea componentei de câmp electric.

* Tola de Ol, în interior, pentru neutralizarea componentei de câmp magnetic.

Materialele compozite Cu-Fe întrunesc condiţiile unei conductivităţi electrice ridicate şi unei permeabilităţi mari.

* Tola de Ol zincată pe ambele suprafeţe. Grosimea tolei este de 2 mm, iar acoperirea galvanică de ordinul 40 μm.

4.4. COMPORTRAREA ERANULUI SFERIC LA UNDA ELECTROMAGNETICĂ

Incinta ecranată construită este de formă paralelipipedică sau cubică. De mare interes este să se cunoască comportarea acestei incinte sub incidenţa undei plane, în sensul de a stabili atenuarea suferită la unda incidentă, precum şi aspectul global al rezonanţei, având în vedere că o incintă este o încăpere închisă cu pereţi metalici şi că în interiorul incintei au loc procese de reflexie.

Tratarea teoretică, cu ajutorul metodelor analitice sau numerice, a acestor probleme este legată de mari dificultăți având în vedere că tema este tridimensională.

Un răspuns acceptabil la această temă se obține dacă forma paralelipipedică se asimilează cu o formă sferică de diametru egal cu diagonala internă a paralelipipedului.

În cele ce urmează se prezintă rezultatele unor cercetări teoretice care folosesc metode analitice pentru rezolvarea temei.

4.4.1. REZULTATE DUPĂ METODA KADEN [17]

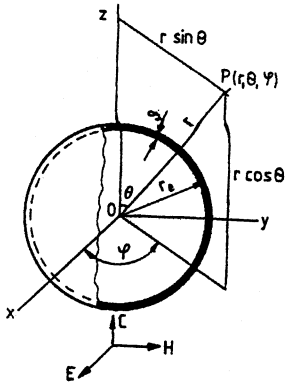


Fig.4.34. Relativ la ecranul sferic

În fig.4.34, sistemul de coordonate este ales astfel încât unda incidentă are componenta de câmp electric E orientată după direcția x, iar componenta de câmp magnetic, orientată după direcția y. Unda electromagnetică incidentă se propagă cu viteza $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ după direcția z.

În acord cu relațiile prezentate în tabelul 2.1, ecuațiile celor două componente de câmp sunt:

* componenta magnetică:

$$\underline{H} = \underline{H}_0 e^{-j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\, z} = \underline{H}_0 e^{-jk_0 z} \tag{4.290}$$

* componenta electrică:

$$\underline{E} = Z_0 \underline{H}_0 e^{-j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\, z} = Z_0 \underline{H}_0 e^{-jk_0 z} \tag{4.291}$$

relații în care $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ și $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$

Atenuarea pentru componenta de câmp magnetic este de forma:

$$a_{TH} = \ln S + \Delta a_H \tag{4.292}$$

relație în care $\ln S$ este atenuarea calculată pentru ecranul sferic supus unui câmp magnetic armonic, în acord cu relațiile (4.165, a)... (4.166, b), iar Δa_H are expresia:

$$\Delta a_H = \ln \frac{3\sqrt{1+(k_0 r_e)^2}\,\left|\sin k r_e - k_0 r_e \cos k_0 r_e\right|}{(k_0 r_e)^3} \tag{4.293}$$

Atenuarea pentru componenta de câmp electric este de forma:

$$A_{TE} = \ln S + \Delta a_E \tag{4.294}$$

relație în care $\ln S$ este atenuarea calculată pentru ecranul sferic supus unui câmp magnetic armonic, în acord cu relațiile (4.165, a)... (4.166, b), iar Δa_E are expresia:

$$\Delta a_E = \ln \frac{3\sqrt{1-(k_0 r_e)^2+(k_0 r_e)^4}\,\left|[(k_0 r_e)^2 - 1]\sin k_0 r_e + k_0 r_e \cos k_0 r_e\right|}{(k_0 r_e)^5} \tag{4.295}$$

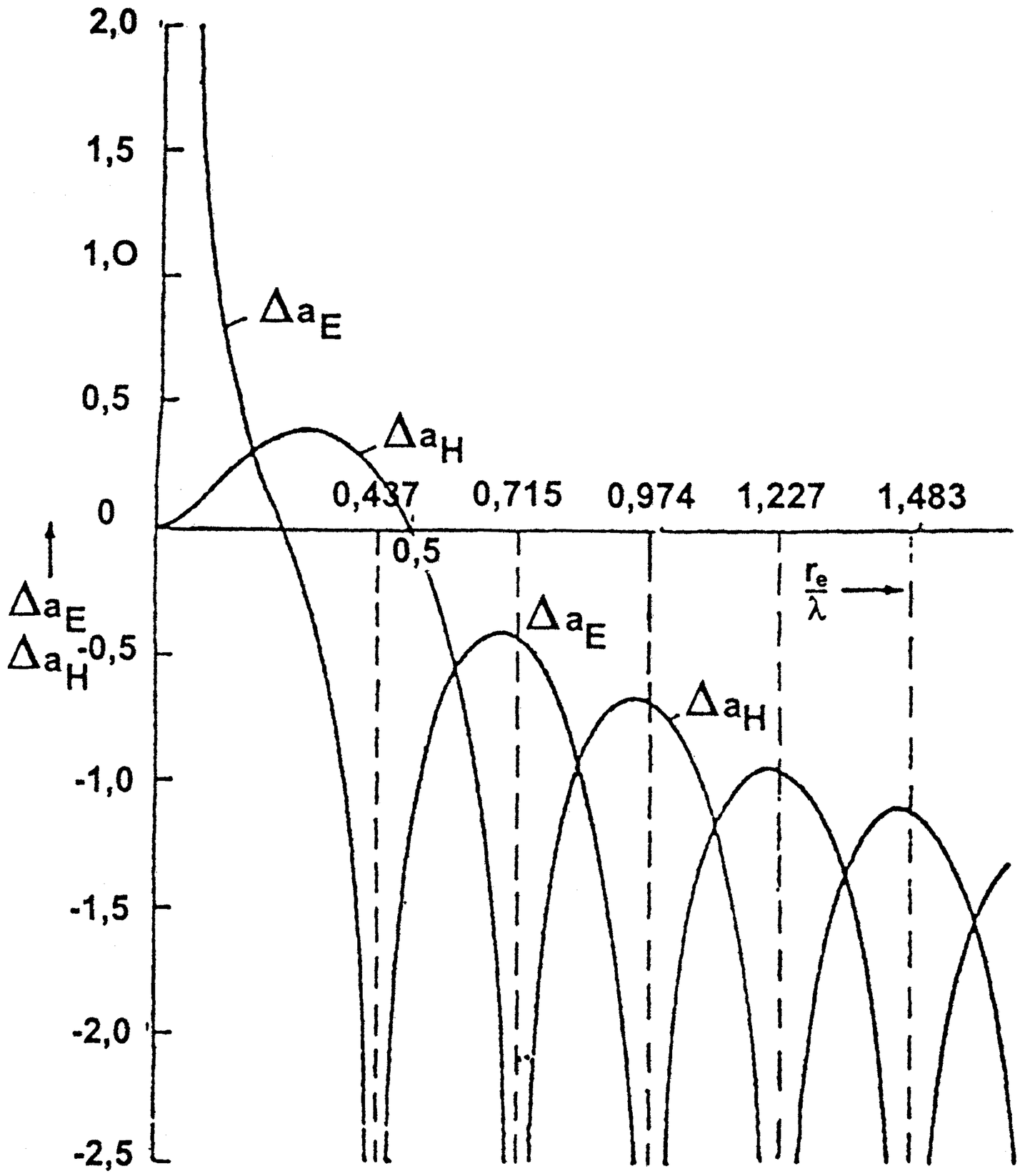


Fig.4.35. Atenuarea oferită de ecranul sferic:
Δa_E – la componenta de câmp electric; Δa_H – la componenta de câmp magnetic

În fig.4.35 s-au reprezentat grafic, după Kaden [17], atenuările Δa_H şi Δa_E în funcție de raportul între raza sferei r_e şi lungimea de undă λ, în ipoteza că grosimea ecranului $g << r_e$. Pentru raportul $r_e / \lambda \to 0$, adică raza sferei foarte mică în comparație cu lungimea de undă, contribuția $\Delta a_E \to \infty$, iar contribuția $\Delta a_H \to 0$. Valorile negative Δa_E şi Δa_H au semnificația nu a unei atenuări, ci a unei amplificări şi deci a tendinței de rezonanță.

Rezonanța catastrofică pentru câmpul electric se obține în cazul raportului r_e/λ = 0,437; 0,974..., iar pentru câmpul magnetic, în cazul raportului r_e/λ = 0,715; 1,227...

4.4.2. REZULTATE DUPĂ METODA DEGAUQUE [55, 68]

În fig.4.34 se schițează cum unda plană de pulsație ω, cu componentele E_0 şi H_0 se propagă cu viteza $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ către ecranul sferic caracterizat prin:

* raza interioară a sferei r_i;
* grosimea ecranului g;
* proprietățile de material σ_1 şi μ_1.

În centrul sferei componentele undei fiind E_i şi H_i, se urmăreşte a se determina eficiența ecranării atât pentru componenta de câmp electric, cât şi pentru componenta de câmp magnetic.

Se acceptă că grosimea $g << r_i$, adică grosimea ecranului este mult mai mică decât raza interioară a ecranului, şi deci $r_i + g \approx r_i$.

Se definesc trei frecvențe, şi anume:

$$f_1 = \frac{1}{\pi \mu_1 \sigma_1 g^2} = \frac{\rho_1}{\pi \mu_1 g^2} \tag{4.296}$$

$$f_2 = \frac{c}{r_i} \text{ (frecvența de rezonanță)} \tag{4.297}$$

$$f_2 = \frac{1}{2\pi\tau}; \quad \tau = \frac{1}{3} r_i g \, \mu_1 \sigma_1 \tag{4.298}$$

a) *Pentru frecvențe* $f << f_1$ expresiile eficiențelor sunt:

* pentru componenta electrică:

$$S_E = \frac{E_0}{E_i} \approx \frac{2}{3} \frac{\sigma_1 g}{\varepsilon_0 \omega r_i} \tag{4.299}$$

* pentru componenta magnetică:

$$S_H = \frac{H_0}{H_i} \approx |1 + j\omega\tau| \tag{4.300}$$

Din ultimele două relații rezultă că eficiența ecranării, pentru componenta de câmp electric, descreşte în raport cu frecvența, iar eficiența la ecranarea componentei de câmp magnetic creşte în raport cu frecvența.

b) *Pentru frecvențe* $f << f_3$ componenta de câmp magnetic, practic, nu mai este atenuată.

c) *Pentru frecvențe* $f_1 << f << f_2$ eficiențele sunt:

$$S_E = \frac{E_0}{E_i} = \frac{\sigma_1 \delta \, e^{g/\delta}}{3\sqrt{2}\omega \varepsilon_0 r_i} = \frac{\delta \, e^{g/\delta}}{3\sqrt{2}\omega \rho_1 r_i \varepsilon_0} \tag{4.301}$$

$$S_H = \frac{H_0}{H_i} = \frac{r_i e^{g/\delta}}{3\sqrt{2}\,\delta} \tag{4.302}$$

unde δ este adâncimea de pătrundere.

Exemplu numeric. Pentru un ecran sferic din oţel cu datele de material $\mu_r = 500$; $\rho_1 = 0{,}15 \cdot 10^{-6}$ Ωm; $g = 2 \cdot 10^{-3}$ şi raza sferei $r_i = 3$ m, se cere să se calculeze eficienţa ecranării la frecvenţa 0,5 MHz. Se calculează succesiv:

a) Adâncimea de pătrundere:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}15 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 500 \cdot 10^3 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 500}} = 1{,}233 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

b) $f_1 = \dfrac{015 \cdot 10^{-6}}{\pi \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 500 \cdot 4 \cdot 10^{-6}} = 18{,}996 \text{ Hz}$

c) $f_2 = \dfrac{c}{r_i} = \dfrac{300 \cdot 10^6}{3} = 100 \cdot 10^6 \text{ Hz}$

d) $\exp\left(2 \cdot 10^{-3} / 1{,}233 \cdot 10^{-5}\right) = 2{,}7872 \cdot 10^{70}$

e) Eficienţa ecranării la componenta de câmp electric:

$$S_E = \frac{1{,}233 \cdot 10^{-5} \cdot 2{,}7872 \cdot 10^{70}}{3\sqrt{2} \cdot 2\pi \cdot 5 \cdot 10^5 \cdot 8{,}854 \cdot 10^{-12} \cdot 3} = 9{,}7359 \cdot 10^{68}$$

f) Atenuarea ecranării la componenta de câmp electric.

$a_E = 20 \log 9{,}7359 \cdot 10^{68} = 1379$ dB

g) Eficienţa ecranării la componenta de câmp magnetic:

$$S_H = \frac{3 \cdot 2{,}7872 \cdot 10^{70}}{3\sqrt{2}\, 1{,}233 \cdot 10^{-5}} = 1{,}5664 \cdot 10^{75}$$

h) Atenuarea la componenta de câmp magnetic:

$a_H = 20 \log 1{,}5664 \cdot 10^{75} = 1503$ dB

Notă. În laboratoare, cabinele ecranate sunt de formă paralelipipedică. În calcule s-ar putea asimila diametrul sferei cu diagonala paralelipipedului. La cele mai îngrijite execuţii, atenuarea măsurată este de maximum 120 dB, la grosimea $g = 2$ mm a peretelui cabinei.

Problema ecranului sferic rămâne deschisă din următoarele motive:

a) Cabinele din laboratoare nu sunt sferice, ci paralelipipedice.

b) Cabina se execută din tole asamblate, cu rosturi în care se introduc garnituri de înaltă frecvenţă. De asemenea, cabina este prevăzută cu ferestre de ventilaţie de tip fagure şi uşă de acces.

4.5. TRECEREA CÂMPURILOR ELECTRICE ŞI MAGNETICE PRIN FANTE

Cabinele ecranate, ca incinte care închid volume, se construiesc din plăci metalice asamblate. La asamblarea acestor plăci, ca şi în cazul uşilor de acces şi al ferestrelor fagure, pot apare fante înguste. Aceste fante sunt sediul difracţiei undelor electromagnetice la care este supusă incinta ecranată.

Cuantificarea proceselor fizice care au loc prin procesul de difracție a undelor electromagnetice este extrem de dificilă şi de aceea, în cele ce urmează, se vor prezenta unele rezultate de calcul cunoscute [17], separat pentru câmpul electric şi separat pentru câmpul magnetic. Deşi aceste rezultate nu sunt riguroase, întrucât componentele de câmp electric şi magnetic sunt legate între ele prin ecuațiile lui Maxwell, se oferă totuşi o imagine şi un sens către care tind procesele fizice mai complexe.

4.5.1. FANTA ÎN CÂMP ELECTRIC

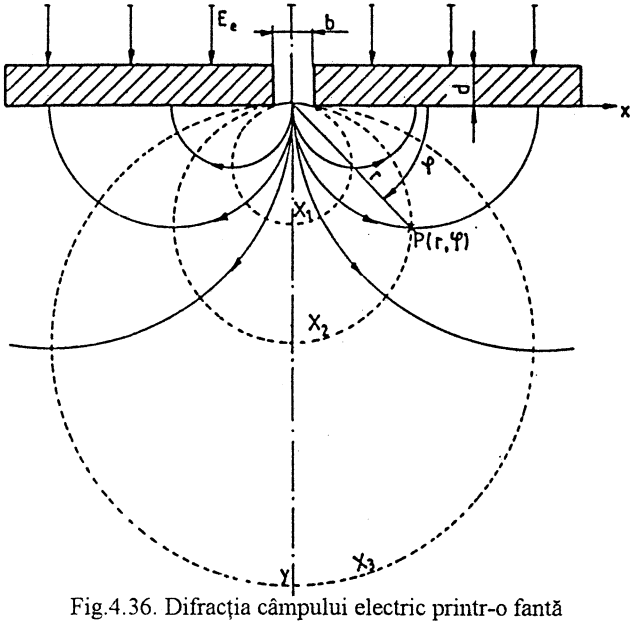


Fig.4.36. Difracția câmpului electric printr-o fantă

În fig.4.36 câmpul electric E_e este dirijat perpendicular pe o placă de mari dimensiuni, în care este practicată o fantă de lățime b şi grosime d într-un material (metal) presupus de conductivitate infinită ($\sigma \to \infty$).

Tratarea problemei după Kaden [17] se face cu ajutorul metodei potențialului complex folosind sistemul de coordonate cilindrice în care lungimea infinită a fantei este aşezată după direcția z.

Ca rezultat al dezvoltărilor, expresia potențialului electric scalar este:

$$X_E = \left(\frac{2b}{\pi}\right)^2 \exp\left(-\pi\frac{d}{b} - 2\right)\frac{E_e}{r}\sin\varphi \quad [\mathrm{V}] \tag{4.303}$$

Pentru $\varphi = \pi/2$, adică după axa y, câmpul electric ($\sin\varphi = 1$) rezultă:

$$|E_y| = \left(\frac{2b}{\pi r}\right)^2 \exp\left(-\pi\frac{d}{b} - 2\right)E_e \quad \left[\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{m}}\right] \tag{4.304}$$

În fig.4.36 suprafețele exponențiale X_1, X_2, X_3 sunt cilindri, iar liniile de câmp electric sunt normale la aceşti cilindri. Relația (4.304) arată că, în cazul $r \to 0$, câmpul electric pentru $y = 0$ tinde către infinit şi apoi descreşte rapid o dată cu creşterea razei r.

4.5.2. FANTA ÎN CÂMP MAGNETIC

În cazul câmpului magnetic de excitație H_e, tangent la suprafața plăcii de conductivitate infinită şi extensie mare, potențialul magnetic scalar are expresia:

$$X_M = \left[\left(\frac{2b}{\pi}\right)^2 \exp\left(-\pi\frac{d}{b} - 2\right)\right]\frac{H_e}{r}\cos\varphi \tag{4.305}$$

Pentru $\varphi = 0$, adică pe suprafaţa metalică sub fantă, câmpul magnetic este:

$$|H_x| = \left(\frac{2b}{\pi r}\right)^2 \exp\left(-\pi\frac{d}{b} - 2\right)H_e \left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right] \tag{4.306}$$

În relaţia (4.306), pentru $r \to 0$ câmpul magnetic $H_x \to \infty$, pentru ca apoi să descrească rapid o dată cu creşterea razei r.

Dacă se consideră că ecranul are proprietăţile de material σ, μ, finite, iar câmpul magnetic este armonic (cvasi-staţionar), expresia potenţialului magnetic scalar este [17]:

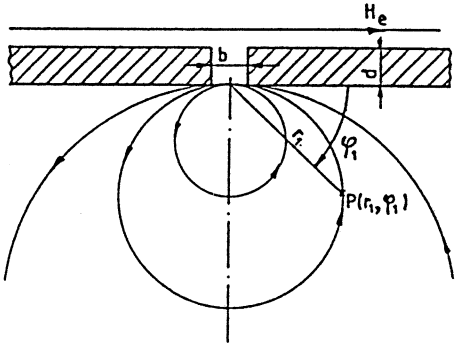


Fig.4.37. Difracţia câmpului magnetic printr-o fantă

$$\underline{X} = \overbrace{\left(\frac{2b^2}{\pi}\right)}^{m}\exp\left(-\pi\frac{d}{b} - 2\right)\underline{H}_e\overbrace{\left[1 + (1-\text{j})\frac{\delta}{b}\left(2 + \pi + \pi\frac{d}{b}\right)\right]}^{n}\frac{\cos\varphi}{r} \tag{4.307}$$

unde adâncimea de pătrundere $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu\sigma)}$. Pentru a obţine tensiunea electromotoare indusă într-un conductor de lungime unitate şi situat în punctul $P(r_1, \varphi_1)$, ca în fig.4.37, se calculează succesiv:

* câmpul magnetic în punctul P

$$\underline{H} = -\left(\frac{\partial X}{\partial r}\right) = mn\underline{H}_e\frac{\cos\varphi}{r^2} \tag{4.308}$$

* Fluxul magnetic cuprins între conductor şi ecran pentru $r = r_1$ şi $\varphi = \varphi_1$:

$$\underline{\phi} = \mu_0 mn\underline{H}_e\int_0^{\varphi_1}\frac{\cos\varphi r d\varphi}{r^2} = \mu_0\underline{H}_e mn\frac{\sin\varphi_1}{r_1}\left[\frac{\text{Vs}}{\text{m}}\right] \tag{4.309}$$

* Tensiunea indusă pe lungimea unitate de conductor:

$$\underline{E} = -\,\text{j}\omega\underline{\phi} = -\,\text{j}\omega\mu_0 mn\underline{H}_e\frac{\sin\varphi_1}{r_1}\left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right] \tag{4.310}$$

Notă. În relaţia (4.310) s-a neglijat căderea de tensiune în ecran. Dimensiunile b şi d sunt mult mai mici decât $\lambda/4$.

4.5.3. CUPLORUL DIRECȚIONAL (REFLECTOMETRUL)

Funcționarea acestui dispozitiv se bazează de difracția câmpului electromagnetic, după cum s-a prezentat la § 4.5.1 și 4.5.2. Cuplorul direcțional servește la:

* adaptarea cablurilor cu antenele de emisie prin optimizarea parametrilor adaptoarelor instalate între cablu și antenă;
* adaptarea cablurilor pe impedanța caracteristică;
* măsurarea factorului de reflexie în interiorul incintelor anechoice.

În toate cazurile elemente primordiale de măsurare sunt valorile undei directe și ale undei reflectate, din care se deduc factorul de reflexie și SWR (Standing Wave Ratio), după cum se arată în § 8.6.3.

Schema de construcție a cuplorului direcțional este prezentată în fig.4.38 și arată două structuri coaxiale *1* și *2* cuplate electromagnetic printr-o fantă de lungime *l*, lățime *b* și grosime *d*.

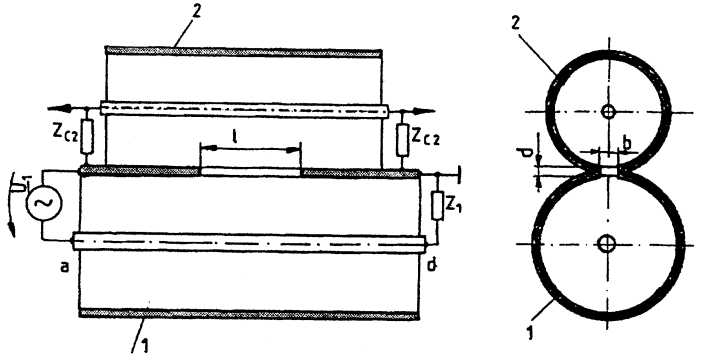


Fig.4.38. Schița unui cuplor direcțional

Sistemul *1* este alimentat din sursa de înaltă frecvență modelată prin tensiunea $\underline{U}_1$. Sarcina este modelată prin impedanța Z_1, care în cazul unei adaptări bune este chiar impedanța caracteristică Z_{c1} a sistemului *1*. Sistemul *2* este și el coaxial și este prevăzut la ambele extremități cu impedanța caracteristică proprie Z_{c2}.

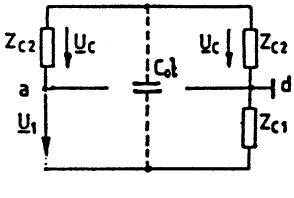


Fig.4.39. Schema echivalentă pentru cuplajul capacitiv

a) **Funcționarea cu sarcină adaptată** ($Z_1 = Z_{c1}$). În sistemul coaxial *1*, sursa de tensiune $\underline{U}_1$ determină curentul $\underline{I}_1$ prin conductorul central și prin impedanța caracteristică Z_{c1}. În același timp menține tensiunea conductorului central la potențialul U_1. Datorită fantei existente între cele două sisteme coaxiale, apare un cuplaj capacitiv transversal și un cuplaj inductiv longitudinal, care determină trecerea unui curent prin conductorul central al sistemului *2* și apariția de tensiuni la bornele impedanțelor Z_{c2}.

Tensiunea datorată cuplajului capacitiv. Între conductoarele centrale *1* și *2* există o capacitate C_{0l} realizată datorită fantei existente între cele două sisteme coaxiale. Schema electrică echivalentă pentru cuplajul capacitiv este prezentată în

fig.4.39. Curentul capacitiv corespunzător se evaluează ținând seama că valoarea capacității $C_0 l$ este de ordinul pF, iar frecvența, de ordinul MHz. Cu această precizare expresia curentului capacitiv este:

$$\underline{I}_c \approx \mathrm{j}\omega C_0 l \underline{U}_1 \tag{4.311}$$

iar tensiunea la fiecare din cele două impedanțe caracteristice Z_{c2} rezultă:

$$\underline{U}_c = \frac{Z_{c2}}{2} \underline{I}_2 = \mathrm{j}\frac{1}{2} \omega C_0 l Z_{c2} \underline{U}_1 \tag{4.312}$$

Tensiunea datorată cuplajului inductiv. Schema electrică echivalentă a cuplajului inductiv este prezentată în fig.4.40. Dacă $M_0 l$ este inductivitatea mutuală între cele două conductoare centrale, tensiunea indusă în bucla sistemului *2* este:

$$2\underline{U}_m = \mathrm{j}\omega M_0 l \underline{I}_1 = \mathrm{j}\omega M_0 l \frac{\underline{U}_1}{Z_{c1}} \tag{4.313}$$

sau

$$\underline{U}_m = \mathrm{j}\frac{1}{2} \omega M_0 l \frac{\underline{U}_1}{Z_{c1}} \tag{4.314}$$

Pe fig.4.40 se observă că, față de masă, tensiunea $\underline{U}_m$ pe impedanța Z_{c2} apropiată de sursa $\underline{U}_m$ are orientare opusă față de tensiunea $\underline{U}_m$ pe impedanța Z_{c2} depărtată de sursă.

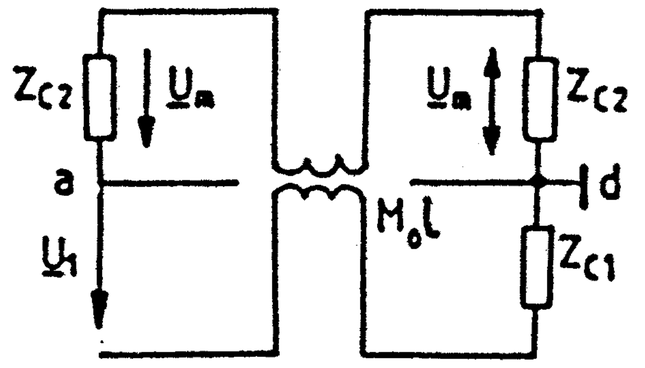


Fig.4.40. Schema echivalentă pentru cuplajul inductiv

Suprapunerea efectelor. Cuplajele inductiv şi capacitiv există simultan. Se notează cu $\underline{U}_a$ tensiunea rezultantă la bornele impedanței Z_{c2} apropiată de sursa de tensiune $\underline{U}_1$ şi cu $\underline{U}_d$ tensiunea pe impedanța Z_{c2} depărtată de sursă. Cele două tensiuni au expresiile:

$$\underline{U}_a = \underline{U}_c + \underline{U}_m = \mathrm{j}\frac{1}{2} \omega \left(C_0 Z_{c2} + \frac{M_0}{Z_{c1}} \right) l \underline{U}_1 \tag{4.315}$$

$$\underline{U}_d = \underline{U}_c - \underline{U}_m = \mathrm{j}\frac{1}{2} \omega \left(C_0 Z_{c2} - \frac{M_0}{Z_{c1}} \right) l \underline{U}_1 \tag{4.316}$$

Capacitatea lineică C_0 şi inductivitatea lineică M_0 sunt calculate de Kaden [17], care evaluează astfel raportul tensiunilor $\underline{U}_d$ / $\underline{U}_a$:

$$\left| \frac{\underline{U}_d}{\underline{U}_a} \right| = \frac{\delta}{\sqrt{2}\, b} \left(2 + \pi + \pi \frac{d}{b} \right) \tag{4.317}$$

unde $\delta = \sqrt{2 / (\omega \mu \sigma)}$ este adâncimea de pătrundere. Pentru frecvențe de valoare mare, termenul din partea dreaptă a relației este foarte mic.

Exemplu numeric. Pentru datele fantei $b = 2 \cdot 10^{-3}$ m, $d = 0{,}15 \cdot 10.^{-3}$ m şi structuri coaxiale de cupru, la frecvența de 250 MHz, se obține:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 0{,}0173 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 250 \cdot 10^{6} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 4{,}1867 \cdot 10^{-6}$$

$$\left|\frac{\underline{U}_d}{\underline{U}_a}\right| = \frac{4{,}1867 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{2} \cdot 2 \cdot 10^{-3}} \left(2 + \pi + \pi \frac{0{,}15 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^{-3}}\right) = 7{,}983 \cdot 10^{-3}$$

Din relaţia (4.317) rezultă că tensiunea $|\underline{U}_a|$ este foarte mare faţă de tensiunea $|\underline{U}_d|$ şi deci $\underline{U}_a$ reprezintă un semnal proporţional cu unda directă şi $|\underline{U}_d|$ un semnal proporţional cu unda reflectată.

b) **Funcționarea cu sarcina neadaptată** ($Z_1 \neq Z_{c1}$). Dacă impedanța de sarcină a sistemului coaxial *1* nu este egală cu impedanța caracteristică, apare o undă reflectată care se propagă de la „ *d* “ la „ *a* “. Amplitudinea acestei unde reflectate apare la extremitatea „ *d* “ sub forma tensiunii la bornele impedanței $\underline{Z}_{c2}$.

În concluzie, la borna „ *a* “ semnalul este proporțional cu unda directă, iar la borna „ *d* “ este proporțional cu unda reflectată.

Cele două semnale sunt prelucrate cu un microprocesor pentru a obține factorul de reflexie, puterea directă, puterea reflectată.

La § 5.4.4 şi fig.5.2.6, se prezintă modul de folosire a cuplorului direcțional pentru reglarea adaptorului unei antene de emisie.

5 NOȚIUNI DE RADIAȚIE ELECTROMAGNETICĂ

Radiația electromagnetică constituie o importantă sursă de interferență asupra semnalelor utile din echipamentele electrice şi electronice.

Surse de radiație electromagnetică sunt:

* Posturile fixe de radioemisie, de televiziune, radar;
* Posturile mobile de emisie folosite în telecomunicații şi procese tehnologice;
* Instalațiile energetice, în care comutația se realizează cu sau fără arc electric;
* Descărcările electrice atmosferice etc.

În tehnica CEM radiația electromagnetică interesează din două puncte de vedere şi anume:

a) *Imunitate*. Este necesar ca un echipament electric sau electronic să funcționeze în bune condiții în prezența unui câmp electric stabilit prin standarde (CEI 801). În acest scop se generează în laborator, radiații electromagnetice cu un spectru mare de frecvență (9 kHz... 1 GHz) şi se stabileşte amplitudinea de câmp electric la care echipamentul mai funcționează. O astfel de încercare se numeşte de *imunitate electromagnetică*. Radiația electromagnetică este produsă în laborator, în condiții standardizate, de o *antenă de emisie*, excitată de un generator de semnal conectat la un amplifictaor de putere.

b) *Nivelul semnalului de interferență*. La determinarea experimentală a nivelului semnalului perturbator se foloseşte, în condiții precizate de standarde (de exemplu, DIN VDE 0870-2 o *antenă de recepție*.

Pentru a explica funcționarea antenelor de emisie şi de recepție folosite frecvent în tehnica CEM, este necesar ca, în prealabil, să se cunoască teoria radiației dipolului Hertz.

5.1. RADIAȚIA DIPOLULUI HERTZ

Dipolul Hertz este un model fizic, fără corespondență practică directă, dar de mare însemnătate pentru înțelegerea funcționării antenelor. În multe cazuri funcționarea se explică prin considerarea locală, pe un mic segment de antenă, a unui dipol Hertz în care curentul armonic este constant.

5.1.1. RELAŢII GENERALE

În fig.5.1, un conductor de lungime mică *l*, plasat simetric după axa *z*, în centrul sistemului la coordonate sferice este parcurs de curentul armonic $\underline{i} = \hat{I}e^{j(\omega t)}$. Acest curent păstrează constantă valoarea instantanee pe toată lungimea conductorului.

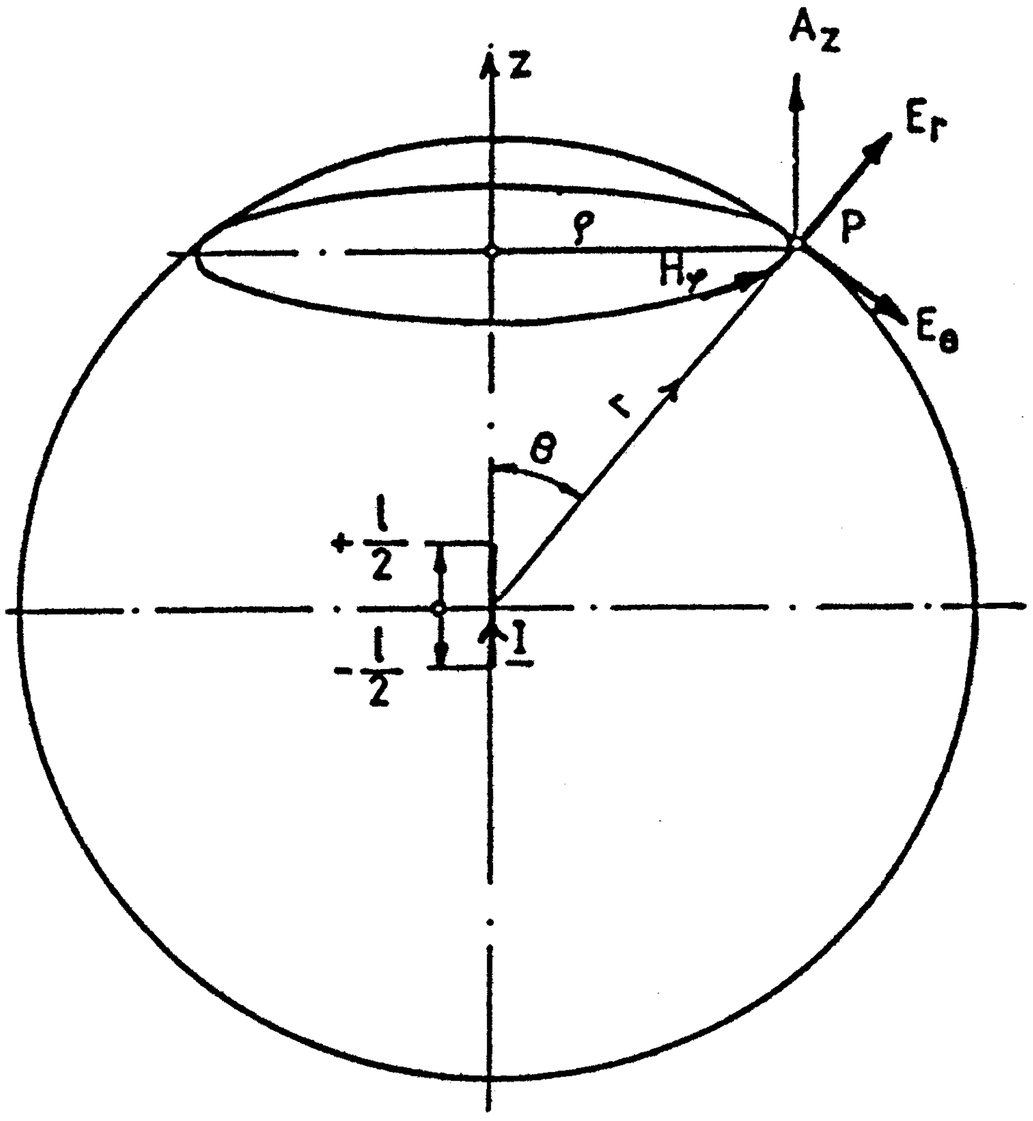


Fig.5.1. Relativ la radiaţia dipolului Hertz

Prin trecerea curentului *i* prin conductorul de lungime *l*, energia electromagnetică de conducţie este transferată în energie electromagnetică de radiaţie. La distanţa $r >> l$ apare un câmp electromagnetic caracterizat prin componente de tip *E* şi *H*. Pentru a determina aceste componente se folosesc ecuaţiile lui Maxwell:

$$\mathrm{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{5.1}$$

$$\mathrm{rot}\mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{5.2}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{B} = 0; \quad \mathrm{div}\mathbf{H} = 0 \tag{5.3}$$

$$\mathrm{div}\mathbf{D} = 0; \quad \mathrm{div}\mathbf{E} = 0 \tag{5.4}$$

După prelucrarea acestor ecuaţii, ca în *Anexa 11.7*, se constată că radiaţia dipolului Hertz este cuantificată prin trei componente de câmp electromagnetic. Ca mărimi instantanee, în scriere complexă, aceste componente în punctul $P(r, \theta, \varphi)$ au următoarele expresii:

* *Componenta de câmp electric după direcţia* θ:

$$\underline{E}_\theta = \frac{\hat{I}lZ_0\lambda \sin\theta}{j8\pi^2 r^3}\left[1 + \frac{j2\pi r}{\lambda} + \left(\frac{j2\pi r}{\lambda}\right)^2\right] e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.5}$$

* *Componenta de câmp electric după direcţia r*:

$$\underline{E}_r = \frac{\hat{I}lZ_0\lambda \cos\theta}{j4\pi^2 r^3}\left[1 + \frac{j2\pi r}{\lambda}\right] e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.6}$$

* *Componenta de câmp magnetic după direcţia* φ:

$$\underline{H}_\varphi = \frac{\hat{I}l \sin\theta}{4\pi r^2}\left[1 + \frac{j2\pi r}{\lambda}\right] e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.7}$$

cu următoarele notaţii suplimentare:

$Z_0 = \sqrt{\mu_o / \varepsilon_0}$ – impedanţa de undă a spaţiului vid;

λ – lungimea de undă a radiaţiei.

Relaţiile (5.5), (5.6), (5.7) au valabilitate generală atât timp cât $r >> l$.

5.1.2. RADIAȚIA ÎN APROPIERE

Pentru un punct $P(r, \theta, \varphi)$ situat „în apropiere“ de dipol, adică pentru $r < \lambda/2\pi$, modulele $\left|j2\pi r / \lambda\right|$ şi $\left|(j2\pi r / \lambda)^2\right|$ sunt neglijabile față de unitate. Ca urmare expresiile componentelor de câmp devin:

$$\underline{E}_\theta = \frac{\hat{I}lZ_0\lambda \sin\theta}{j8\pi^2 r^3} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.8}$$

$$\underline{E}_r = \frac{\hat{I}lZ_0\lambda \cos\theta}{j4\pi^2 r^3} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.9}$$

$$\underline{H}_\varphi = \frac{\hat{I}l \sin\theta}{4\pi r^2} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.10}$$

5.1.3. RADIAȚIA LA DEPĂRTARE

Pentru un punct $P(r, \theta, \varphi)$ situat „la depărtare“ de dipol, adică pentru $r > \lambda/2\pi$, în relațiile (5.5), (5.6), (5.7) se mențin termenii cu pondere mai mare față de unitate şi se obține:

$$\underline{E}_\theta = \frac{j\hat{I}lZ_0 \sin\theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.11}$$

$$\underline{E}_r = \frac{\hat{I}lZ_0 \cos\theta}{2\pi r^2} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \approx 0 \tag{5.12}$$

$$\underline{H}_\varphi = \frac{j\hat{I}l \sin\theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{5.13}$$

Componenta $\underline{E}_r$ din relația (5.12) se neglijează în raport cu componenta $\underline{E}_\theta$.
Se poate observa că $\underline{E}_\theta$ şi $\underline{H}_\varphi$ sunt în fază şi că impedanță de undă este definită prin raportul:

$$\frac{\underline{E}_\theta}{\underline{H}_\varphi} = Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{12{,}5663 \cdot 10^{-7}}{8{,}8541 \cdot 10^{-12}}} = 376{,}73 \approx 377\ \Omega \tag{5.14}$$

Se mai poate osberva, pe fig.5.1, că dacă este îndeplinită condiția ca punctul P să se situeze la mare depărtare, cu vectorul fazor $\underline{\mathbf{E}}_r$ nul, unda devine plană, iar unghiul spațial între $\underline{\mathbf{E}}_\theta$ şi $\underline{\mathbf{H}}_\varphi$ este de $\pi/2$. Puterea radiată „la depărtare“ este cuantificată cu ajutorul vectorului Poyting:

$$\underline{\mathbf{S}} = \underline{\mathbf{E}} \times \underline{\mathbf{H}} \Rightarrow \hat{S} = \hat{E}\,\hat{H} \quad [\mathrm{W / m^2}] \tag{5.15}$$

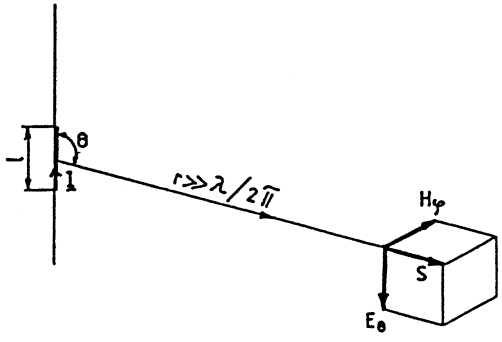


Fig.5.2. Vectorul Poyting „la depărtare" de dipol

După cum se prezintă în fig.5.2, vectorii $\underline{E}_\theta$, $\underline{H}_\varphi$, $\underline{S}$ definesc un triedru drept, iar vectorul Poyting este dirijat după sensul de propagare a undei electromagnetice; unda electromagnetică este considerată, în acest caz, ca fiind plană. În condiţia „la depărtare", dacă se cunoaşte câmpul electric $\underline{E}$, este determinat cu ajutorul relaţiei (5.14) şi câmpul magnetic:

$$\underline{H}_\varphi = Z_0 \underline{E}_\theta; \quad \hat{H} = 377\,\hat{E} \qquad (5.16)$$

Exemplu numeric. Dacă intensitatea câmpului electric „la depărtare" este $\hat{E} = 2\mu V/m$ se cere să se determine câmpul magnetic şi puterea specifică radiată. Câmpul electric este:

$$\hat{H} = \frac{\hat{E}}{Z_0} = \frac{2\cdot 10^{-6}}{377} = 5{,}305\cdot 10^{-9}\ \text{A / m}$$

Rezultă puterea specifică radiată:

$$\hat{S} = \frac{\hat{E}^2}{Z_0} = \frac{4\cdot 10^{-12}}{377} = 10{,}61\cdot 10^{-15}\ \text{W / m}^2$$

5.1.4. IMPEDANŢA DE UNDĂ ÎN APROPIERE

În apropierea dipolului şi pentru $\theta = \pi/2$, din relaţiile (5.8)... (5.10) rezultă ecuaţiile componentelor de câmp electric şi magnetic:

$$\underline{E}_\theta = \frac{\hat{I}lZ_0\lambda}{j\pi^2 r^3} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \qquad (5.17)$$

$$\underline{E}_r = 0 \qquad (5.18)$$

$$\underline{H}_\varphi = \frac{\hat{I}l}{4\pi r^2} e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \qquad (5.19)$$

Impedanţa de undă în apropiere este definită prin relaţia:

$$\underline{Z}_a = \frac{\underline{E}_\theta}{\underline{H}_\varphi} = \frac{Z_0}{j2\pi}\,\frac{\lambda}{r} \qquad (5.20)$$

În tabelul 5.1 sunt date valori ale impedanţei $|\underline{Z}_a|$ pentru câteva distanţe evaluate în multipli de $\lambda/2\pi$, iar în fig.5.9 (v. pag.156) se prezintă, comparativ, diagramele modulului „impedanţă de undă" pentru radiatorul dipol Hertz şi pentru radiatorul (antena) cadru.

Tabelul 5.1

Impedanța $|\underline{Z}_a|$ în apropierea dipolului

$r[\lambda/2\pi]$	0,001	0,01	0,1	. . . . .
$\lvert\underline{Z}_a\rvert$ [Ω]	$377 \cdot 10^3$	$377 \cdot 10^2$	$377 \cdot 10$	

În apropierea *antenei dipol* intensitatea câmpului electric este relativ mare în raport cu intensitatea câmpului magnetic şi de aceea impedanța de undă $|Z_a|$ este cu câteva ordine de mărime *mai mare* decât impedanța de undă $Z_0 = 377$ „la depărtare". În apropierea *antenei cadru* intensitatea câmpului magnetic este sensibil mai mare decât a câmpului electric şi de aceea impedanța de undă corespunzătoare este sensibil *mai mică* decât impedanța de undă Z_0.

5.1.5. PUTEREA RADIATĂ DE DIPOL

La considerarea modelului fizic al dipolului s-a admis că acesta este izolat față de pământ şi aşezat în spațiu la mare distanță de orice alt obiect. De asemenea s-a admis că intensitatea curentului în dipol este uniformă pe toată lungimea lui. În aceste condiții, sub aspect teoretic, se poate calcula puterea radiată de dipol. Deoarece se acceptă că în aer (vid) nu apar pierderi, este indicat să se calculeze puterea radiată la depărtare, adică pentru $r >> \lambda/2\pi$. În acest caz vectorii $\underline{\mathbf{E}}_\theta$ şi $\underline{\mathbf{H}}_\varphi$ sunt dispuşi perpendicular unul pe celălalt, cum se arată şi în fig.5.2. Puterea specifică radiată este dată de vectorul Poyting $\underline{\mathbf{S}}=\underline{\mathbf{E}}\times\underline{\mathbf{H}}$, iar ca valoare maximă a modulului:

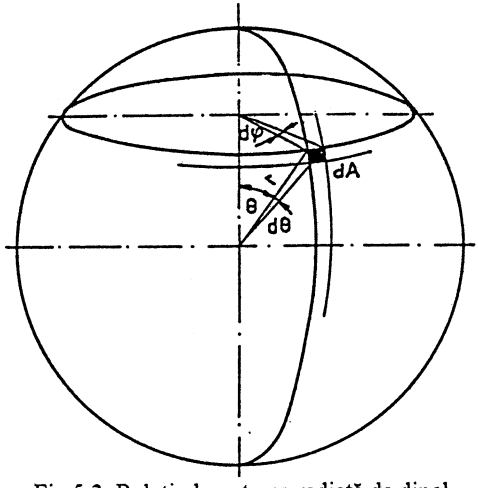


Fig.5.3. Relativ la puterea radiată de dipol

$$\hat{S} = \hat{E}\,\hat{H} \tag{5.21}$$

unde $\hat{E}$ şi $\hat{H}$ provin din relațiile (5.11) şi (5.13):

$$\hat{E} = \frac{\hat{I} l Z_0 \sin\theta}{2\lambda r} \tag{5.22}$$

$$\hat{H} = \frac{\hat{I} l \sin\theta}{2\lambda r} \tag{5.23}$$

Se obține astfel valoarea de vârf a modulului puterii specifice:

$$\hat{S} = \frac{\hat{I}^2 l^2 Z_0 \sin^2\theta}{4\lambda^2 r^2} \quad [\mathrm{W/m^2}] \tag{5.24}$$

Această putere este transmisă pe aria elementară dA, desenată în fig.5.3.

$$dA = r^2 \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \tag{5.25}$$

Puterea radiată de întreaga sferă din care face parte aria dA este:

$$\hat{P} = \int_A \hat{S} \, dA = \frac{\hat{I}^2 l^2 Z_0}{4\lambda^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta \tag{5.26}$$

Observând că:

$$\int_0^{\pi} \sin^3 \theta \, d\theta = \left| -\frac{3\cos\theta}{4} + \frac{\cos 3\theta}{12} \right|_0^{\pi} = \frac{4}{3} \tag{5.27}$$

se obţine expresia puterii instantanee maxime:

$$\hat{P} = \frac{2\pi Z_0}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \hat{I}^2 = 789 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \hat{I}^2 \tag{5.28}$$

Variante ale expresiei (5.28) sunt:

a) În funcţie de curentul efectiv $I_{ef} = \hat{I} / \sqrt{2}$:

$$\hat{P} = \frac{4\pi Z_0}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_{ef}^2 = 1579 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_{ef}^2$$

b) Expresia puterii evaluate la valoarea medie:

$$P_{med} = \frac{1}{2} \hat{P} = \frac{2\pi Z_0}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_{ef}^2 = 789 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_{ef}^2 \tag{5.30}$$

Expresia:

$$R_r = \frac{2\pi Z_0}{3} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \tag{5.31}$$

se numeşte *rezistenţă de radiaţie* a dipolului, în analogie cu rezistenţa electrică R prin care trece curentul I pentru a dezvolta puterea RI^2. Ca urmare puterea medie radiată de dipol poate fi evaluată mai simplu, cu relaţia:

$$P_{med} = R_r I_{ef}^2 \tag{5.32}$$

5.2. ANTENE DE EMISIE

Descrierea comportării dipolului Hertz de la § 5.1 constituie premisa pentru descrierea comportării unei antene cu structură fizică. În cazul dipolului (teoretic) s-a acceptat că intensitatea curentului este uniformă pe lungimea l. În cazul unei antene acordate, lungimea antenei este de acelaşi ordin de mărime cu lungimea de undă a

Descrierea comportării dipolului Hertz de la § 5.1 constituie premisa pentru descrierea comportării unei antene cu structură fizică. În cazul dipolului (teoretic) s-a acceptat că intensitatea curentului este uniformă pe lungimea *l*. În cazul unei antene acordate, lungimea antenei este de acelaşi ordin de mărime cu lungimea de undă a radiaţiei emise, iar distribuţia curentului nu mai poate fi considerată uniformă; se acceptă fie o distribuţie sinusoidală, fie o distribuţie liniară, adică curentul la baza antenei este cel mai mare, iar în vârful antenei este nul. Funcţia antenei rămâne identică cu a dipolului Hertz, şi anume de a transforma energia de conducţie în energie de radiaţie.

5.2.1. ANTENE CU O EXTREMITATE LA PĂMÂNT (MONOPOL)

Antena de emisie este acordată, ca dimensiune liniară, cu lungimea de undă a semnalului radiat. Condiţiile de acord se stabilesc pe baza ecuaţiilor telegrafiştilor, cu toate că antena verticală nu are constantele lineice uniform distribuite. Antena este excitată la bază, cu ajutorul unui cablu coaxial adaptat, care transferă antenei energia furnizată de un generator de înaltă frecvenţă, ca în fig.5.4. Ecuaţiile telegrafiştilor sunt următoarele:

$$\underline{U}_x = \underline{U}_1 \cosh \gamma x - \underline{Z}_c \underline{I}_1 \sinh \gamma x \qquad (5.33)$$

$$\underline{I}_x = \underline{I}_1 \cosh \gamma x - \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_c} \sinh \gamma x \qquad (5.34)$$

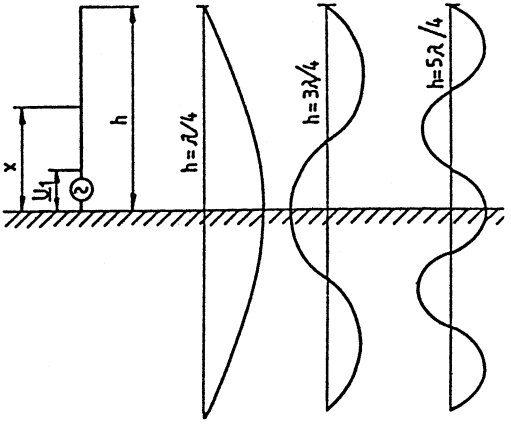


Fig.5.4. Antena monopol acordată

Notaţiile din fig.5.4 sunt:

$\underline{U}_1$, $\underline{I}_1$ tensiunea şi curentul la baza antenei, adică la $x = 0$;

$\underline{U}_x$, $\underline{I}_x$ tensiunea şi curentul la distanţa x.

$$\gamma = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)}, \text{ constanta de propagare} \qquad (5.35)$$

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}}, \text{ impedanţa caracteristică} \qquad (5.36)$$

La o linie fără pierderi ($R_0 \to 0$, $G_0 \to 0$) se obţine:

$$\gamma = j\omega\sqrt{L_0 C_0}\,; \qquad Z_c = \sqrt{L_0 / C_0} \qquad (5.37)$$

Dacă antena este acordată vor exista noduri de curent, adică puncte situate la distanţa x faţă de baza antenei în care curentul $\underline{I}_x = 0$. În această condiţie, din relaţia (5.34) rezultă impedanţa de la baza antenei:

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{U}_1}{\underline{Z}_1} = Z_c \coth \gamma x \qquad (5.38)$$

Pentru linia (antena) fără pierderi:

$$\underline{Z}_1 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \coth\left(j\omega\sqrt{L_0 C_0}\, x\right) \tag{5.39}$$

sau

$$\underline{Z}_1 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \left[-\, j \cot\left(\omega\sqrt{L_0 C_0}\, x\right)\right]$$

Pentru frecvența de rezonanță, impedanța $\underline{Z}_1$ văzută de la baza antenei, cu $x = h$, este nulă, ceea ce conduce la:

$$\cos\left(\omega\sqrt{L_0 C_0}\, h\right) = 0 \tag{5.40}$$

Se observă că:

$$\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{1}{\lambda\sqrt{L_0 C_0}} \quad \text{şi} \quad \omega\sqrt{L_0 C_0}\, h = \frac{2\pi h}{\lambda}$$

Relația (5.40) este satisfăcută pentru:

$$\frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{\pi}{2};\ \frac{3\pi}{2};\ \frac{5\pi}{2}\ldots \tag{5.41}$$

Pentru unda fundamentală: $h = \dfrac{\lambda_1}{4}$ sau $\lambda_1 = 4h$

Pentru armonica a treia: $h = \dfrac{3\lambda_3}{4};\ \lambda_3 = \dfrac{4h}{3}$ (5.42)

Pentru armonica a cincea: $h = \dfrac{5\lambda_5}{4};\ \lambda_5 = \dfrac{4h}{5}\ldots$

Antena cu imagine. Antena verticală excitată la extremitatea spre pământ produce o componentă a câmpului electric care se închide după o direcție normală la suprafața pământului, acesta fiind considerat cu o conductivitate electrică semnificativă.

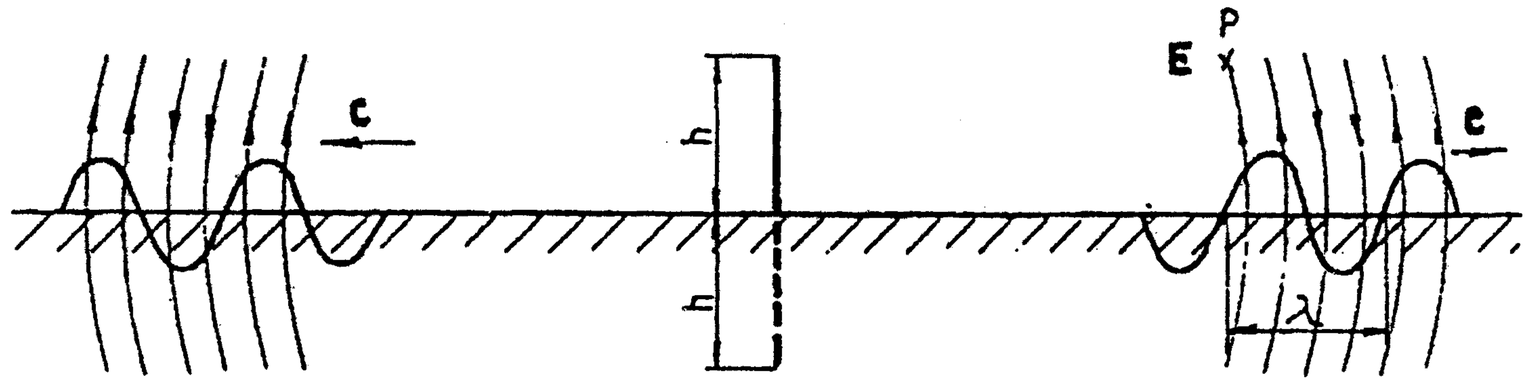


Fig.5.5. Linii de câmp electric normale la suprafața solului

În fig.5.5 s-a schițat acest aspect, pământul fiind considerat cu o conductivitate infinită. În construcția tehnică a antenei, sub antena verticală, în scopul diminuării pierderilor de energie în pământ, se execută o priză de pământ sub forma unei rețele metalice, care constituie „contragreutatea“ antenei.

Pentru a calcula câmpul electric produs de o antenă cu o extremitate la pământ, se foloseşte modelul fizic al imaginii. Câmpul electric în punctul P determinat de radiația antenei verticale de înălțime h, în prezența pământului, este acelaşi cu câmpul electric determinat de o antenă de lungime $2h$, în absența pământului.

Notă. Influența frecvenței undei electromagnetice asupra câmpului electric la nivelul solului este prezentată în *Anexa 11.6.*

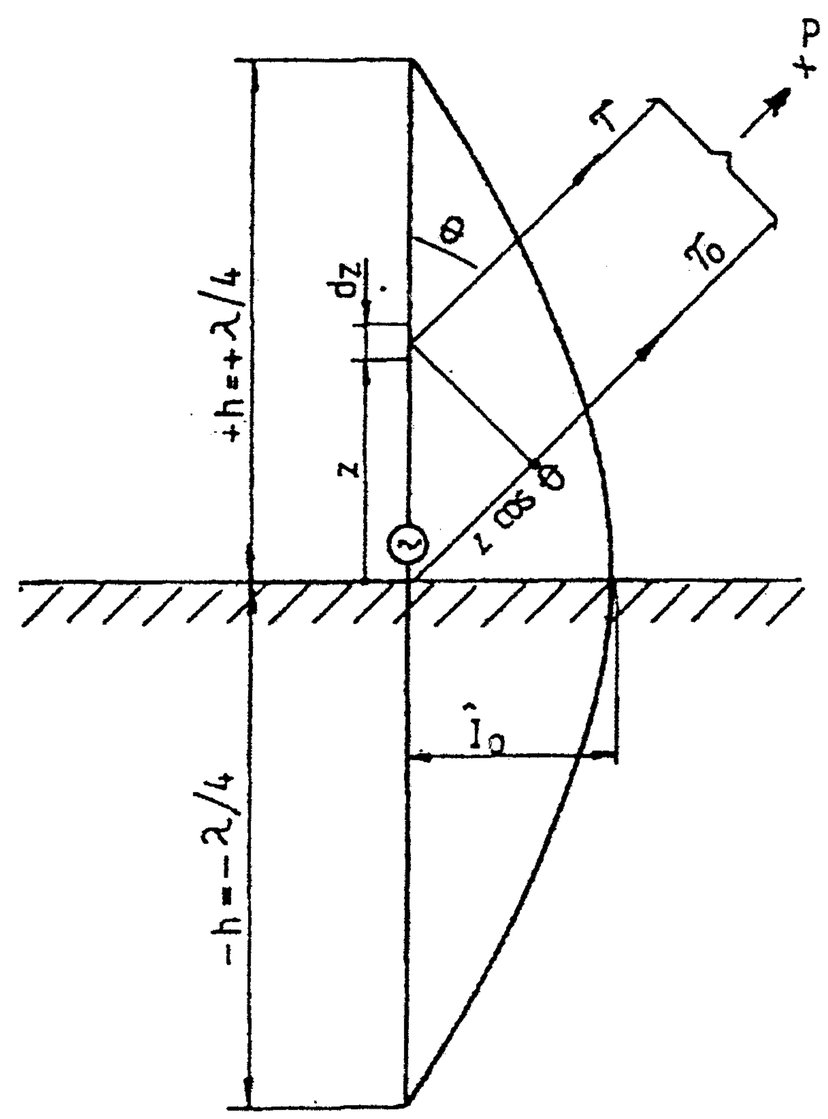


Fig.5.6. Repartiția sinusoidală a curentului în antena verticală

5.2.1.1. Câmpul electric produs de antena cu repartiție sinusoidală a curentului.

În fig.5.6 se arată că valoarea de vârf maximă, la baza antenei, este $\hat{I}_0$, iar repartiția este dată de relația:

$$\hat{I}_z = \hat{I}_0 \sin\frac{2\pi(h-z)}{\lambda} \qquad (5.43)$$

Pentru a calcula câmpul electric elementar dE, produs în punctul P, de curentul $\hat{I}_z$, care parcurge antena pe segmentul elementar dz, se foloseşte relația (5.11) a dipolului cu acțiune „la depărtare“, cu următoarele corespondențe:

$$\underline{E}_\theta \to \mathrm{d}\underline{E}_\theta;\ l \to \mathrm{d}z;\ r \to r_0 - z\cos\theta.$$

La numitor se poate accepta r_0 în loc de $r_0 - z\cos\theta$. Se obține astfel:

$$\mathrm{d}\underline{E}_\theta = \frac{\mathrm{j}\hat{I}_0 \sin\left[2\pi(h-z)/\lambda\right]\mathrm{d}z\, Z_0 \sin\theta\, \mathrm{e}^{\mathrm{j}[\omega t - 2\pi(r_0 - z\cos\theta)/\lambda]}}{2\lambda r_0} \qquad (5.44)$$

sau prin integrare:

$$\underline{E}_\theta = \frac{\mathrm{j}\hat{I}_0 Z_0 \sin\theta}{2\lambda r_0}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - 2\pi r_0/\lambda)}\int_{-h}^{+h}\sin\frac{2\pi(h-z)}{\lambda}\mathrm{e}^{\mathrm{j}2\pi z\cos\theta/\lambda}\mathrm{d}z \qquad (5.45)$$

$$\text{Pentru } h=\lambda/4,\ \sin[2\pi(h-z)/\lambda]=\cos\frac{2\pi}{\lambda}z \qquad (5.46)$$

Pentru a calcula integrala $\int_{-h}^{+h}$ cu formula:

$$\int \mathrm{e}^{az}\cos bz\,\mathrm{d}z = \frac{1}{a^2+b^2}\left(a\cos bz + b\sin bz\right)\mathrm{e}^{az} \qquad (5.47)$$

se observă că:

$$a = \mathrm{j}\frac{2\pi}{\lambda}\cos\theta;\quad b = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Pentru limitele de integrare $h = \lambda/4$ şi $-h = -\lambda/4$ evaluarea integralei conduce la:

$$\int_{-\lambda/4}^{+\lambda/4} = \frac{\lambda}{\pi \sin^2\theta} \cosh\left(j\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) = \frac{\lambda}{\pi \sin^2\theta} \cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right) \tag{5.48}$$

Din relaţia (5.45) se obţine semnalul câmp electric, ca valoare de vârf:

$$\hat{E}_\theta = \frac{\hat{I}_0 Z_0}{2\pi r_0} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)}{\sin\theta} \tag{5.49}$$

Pentru unghiul $\theta = \pi/2$ câmpul electric rezultă:

$$\hat{E}_{\pi/2} = \frac{\hat{I}_0 Z_0}{2\pi r_0} \tag{5.50}$$

Dacă se cunoaşte componenta de câmp electric, se determină şi componenta de câmp magnetic: $\hat{H} = E_\theta / Z_0$.

Exemplu numeric. Intensitatea câmpului electric produs de o antenă cu repartiţie sinusoidală a curentului, cu curentul la bază $I_0 = 10$ A, pentru $\theta = \pi/2$, la distanţa 20 km este:

$$\hat{E} = \frac{10 \cdot 377}{2\pi 20 \cdot 10^3} = 0{,}030 \left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right] = 30 \left[\text{mV / m}\right]$$

Se observă că imaginea antenei faţă de planul pământului este necesară pentru a determina câmpul electric E şi că puterea radiată se calculează pe suprafaţa unei semisfere. Ca urmare, relaţia corespunzătoare relaţiei (5.26) a puterii este:

$$\hat{P} = \frac{\hat{I}_0^2 Z_0}{4\pi^2 r_0^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2(\pi / 2\cos\theta)}{\sin^2\theta} r^2 \sin\theta \, d\theta \tag{5.51}$$

şi, în cele din urmă, cu $r_0 \approx r$, puterea medie în funcţie de curentul efectiv din antenă are expresia:

$$P_m = \frac{1}{2}\hat{P} = \frac{Z_0 I_{bef}^2}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2(\pi / 2\cos\theta) d\theta}{\sin\theta} \tag{5.52}$$

cu rezistenţa de radiaţie:

$$R_r = \frac{Z_0}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2(\pi / 2\cos\theta) d\theta}{\sin\theta} \tag{5.53}$$

Simbolul I_{bef} are semnificaţia curentului efectiv la baza antenei verticale.

5.2.1.2. Repartiţia liniară: antena scurtă. Antenele posturilor de radioemisie pe unde medii şi lungi, din motive de realizabilitate, au o înălţime $h < \lambda/8$. Spre exemplu, dacă pentru frecvenţa $f = 0{,}8$ MHz; $\lambda = c/f = 375$ m, înălţimea antenei poate

fi $h = 0{,}1\ \lambda = 37{,}5$ m. Pentru a calcula puterea radiată de antenă se poate accepta că repartiția curentului este liniară, adică la baza antenei, curentul măsurat în valoare maximă instantanee este $\hat{I}_b$, iar la vârful antenei este nul. Acest curent este descris de relația:

$$\hat{I} = \hat{I}_b \left(1 - \frac{z}{h}\right) \tag{5.54}$$

Relația de calcul (5.27) a dipolului izolat este adaptată la condițiile de funcționare ale antenei verticale, ca în tabelul 5.2.

Astfel relația (5.28) pentru puterea radiată este:

$$P = \frac{\hat{I}_b^2}{4} \frac{4h^2 Z_0}{4\lambda^2} 2\pi \frac{2}{3} = \frac{\pi Z_0}{3} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \hat{I}_b^2 \tag{5.55}$$

Tabelul 5.2

Corespondența între dipolul izolat şi antena verticală

Relația (5.26)	Relația (5.55)	Explicație
$\hat{I}$	$\hat{I}_b/2$	Valoare medie a curentului
l	$2h$	Imaginea antenei față de nivelul solului
$\int_0^{\pi} \sin^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}$	$\int_0^{\pi/2} \sin^3 \theta d\theta = \frac{2}{3}$	Radiație într-o semisferă

În funcție de curentul efectiv $I_{efb} = \hat{I}_b / \sqrt{2}$, puterea medie radiată are expresia:

$$\hat{P}_m = \frac{1}{2} \hat{P} = \frac{\pi Z_0}{3} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 I_{efb}^2 = R_r I_{efb}^2 \tag{5.56}$$

ca expresia pentru rezistența de radiație:

$$R_r = \frac{\pi Z_0}{3} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 = 394{,}79 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \ [\Omega] \approx 395 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \ [\Omega] \tag{5.57}$$

Exemplu numeric. Pentru înălțimea antenei $h = 37{,}5$ m, lungimea de undă $\lambda = 375$ m ($f = 1$ MHz), curentul la baza antenei de 100 A, rezistența de radiație este:

$$R_r = \frac{\pi 377}{3} \left(\frac{37{,}5}{375}\right)^2 = 3{,}95 \Omega$$

iar puterea medie radiată:

$$P_m = 3{,}95 \cdot 100^2 = 39500 \ \text{W} = 39{,}5 \ \text{kW}$$

5.2.2. ANTENA DIPOL CU EXCITAŢIE LA MIJLOC

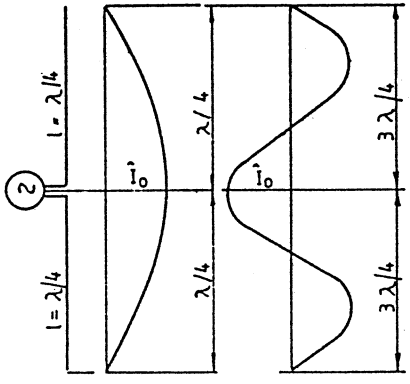


Fig.5.7. Antena dipol excitată la mijloc

Antenele de emisie în domeniul undelor scurte şi ultrascurte se realizează de preferinţă sub forma dipolului cu excitaţie la mijloc. În acest mod se evită pierderile de energie în pământ, pierderi care apar la antena verticală. În plus, datorită dimensiunilor reduse, antena dipol poate fi acordată, ceea ce conduce la creşterea puterii radiate pentru un curent dat de antenă. În fig.5.7 este schiţată o asemenea antenă, care poate fi excitată de preferinţă astfel ca jumătate din lungimea dipolului să fie $l/2 = \lambda/4$. Valoarea câmpului electric „la depărtare" este identică cu aceea a câmpului electric produs de antena verticală (excitată la bază), dar puterea radiată este de două ori mai mare, având în vedere că se poate considera că antena dipol cu excitaţie la mijloc radiază în limitele unghiului θ cuprins între 0 şi π.

Radiaţia este considerată ca fiind liberă, adică fără influenţa pământului.

Ca urmare se conservă relaţia (5.49) pentru câmpul electric, dar pentru puterea radiată expresia corespunzătoare este:

$$P_m = \frac{Z_0 I_{bef}^2}{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\cos^2(\pi/2\cos\theta)\mathrm{d}\theta}{\sin\theta} \tag{5.58}$$

cu rezistenţa de radiaţie:

$$R_r = \frac{Z_0}{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)\mathrm{d}\theta}{\sin\theta} \tag{5.59}$$

Integrala $\int_0^{\pi}$ din relaţiile (5.58) şi (5.59) se evaluează numeric.

Note.

a) *În tehnica CEM*, antena dipol este folosită atât ca antenă de emisie, cât şi ca antenă de recepţie în intervalul de frecvenţă: 30 MHz... 300 MHz.

b) *Factorul de scurtare*. În relaţiile privind puterea radiată şi rezistenţa de radiaţie, s-a admis că lungimea antenei este $l = \lambda/2$. La antenele realizate, la care conductorul antenei diferă de conceptul „filiform" şi deci la care acest conductor are un diametru d bine determinat, relaţia de dependenţă, la rezonanţă, este $l = k_s\lambda/2$, unde k_s este factorul de scurtare, care depinde de raportul λ/d. Pentru antenele construite, factorul de scurtare variază între 0,82 şi 0,96, pentru raportul λ/d cuprins între 4 şi 2000 [85]. Factorul de scurtare se explică prin următoarele:

* Viteza de propagare a curentului în conductorul antenei este mai mică decât viteza de propagare a undei electromagnetice în spaţiul vid.

* Frecvenţa de rezonanţă este modificată de „efectul de capăt" şi de capacităţile parazite mai importante faţă de pământ, datorate sistemelor mecanice de sprijinire a antenei la extremităţi. Efectul de capăt este mai pregnant la antenele ale căror extremităţi sunt menţinute de izolatoare. În acest caz curentul din extremităţile antenei nu este nul; un curent mic de natură capacitivă se scurge spre pământ.

c) *Impedanţa antenei*. Pentru o antenă dipol cu lungimea $l = k_s\lambda/2$ curentul prezintă un minim la extremităţi şi un maxim la mijlocul antenei, adică în zona de excitaţie; tensiunea este cea mai mică la mijlocul antenei şi maximă la extremităţi. Rezultă de aici că în lungul antenei impedanţa este variabilă, şi anume este maximă la extremităţi şi minimă în zona de excitaţie.

Impedanţa de intrare a antenei este definită ca impedanţa aparentă în zona de alimentare (excitaţie a antenei). La antenele dipol construite cu excitaţie la mijloc, impedanţa de intrare este de aproximativ 60 Ω.

d) *Tensiunea de alimentare a antenei dipol*. Schema echivalentă simplificată a unei antene dipol cu excitaţie la mijloc constă dintr-un circuit cu componentele R, L, C conectate în serie. La rezonanţă, tensiunea de alimentare $U = RI$, unde R se compune din rezistenţa de radiaţie la care se adaugă rezistenţa de pierderi, iar I este curentul în punctul de excitaţie. În practică este necesar să se ţină seama şi de căderea de tensiune datorată unei inductivităţi reziduale, după cum se arată în problema P.20.

5.2.3. ANTENA CADRU

În tehnica CEM, antena cadru este folosită la determinarea eficienţei de ecranare a cabinelor ecranate, a ferestrelor de tip fagure şi a garniturilor de înaltă frecvenţă. În acest scop se foloseşte o pereche de antene, din care una este de emisie şi cealaltă este de recepţie. Banda de frecvenţă este cuprinsă între 9 kHz şi 30 MHz, iar verificarea eficienţei de ecranare se efectuează la componenta de câmp magnetic. Această componentă este relativ intensă în apropierea antenei cadru. Între antena cadru şi antena dipol există un anumit dualism, în sensul că antena dipol creează, în apropiere, o componentă intensă de câmp electric, iar antena cadru creează, în apropiere, o componentă intensă de câmp magnetic. După cum se va observa, acest dualism se manifestă şi în expresiile componentelor de câmp magnetic şi câmp electric.

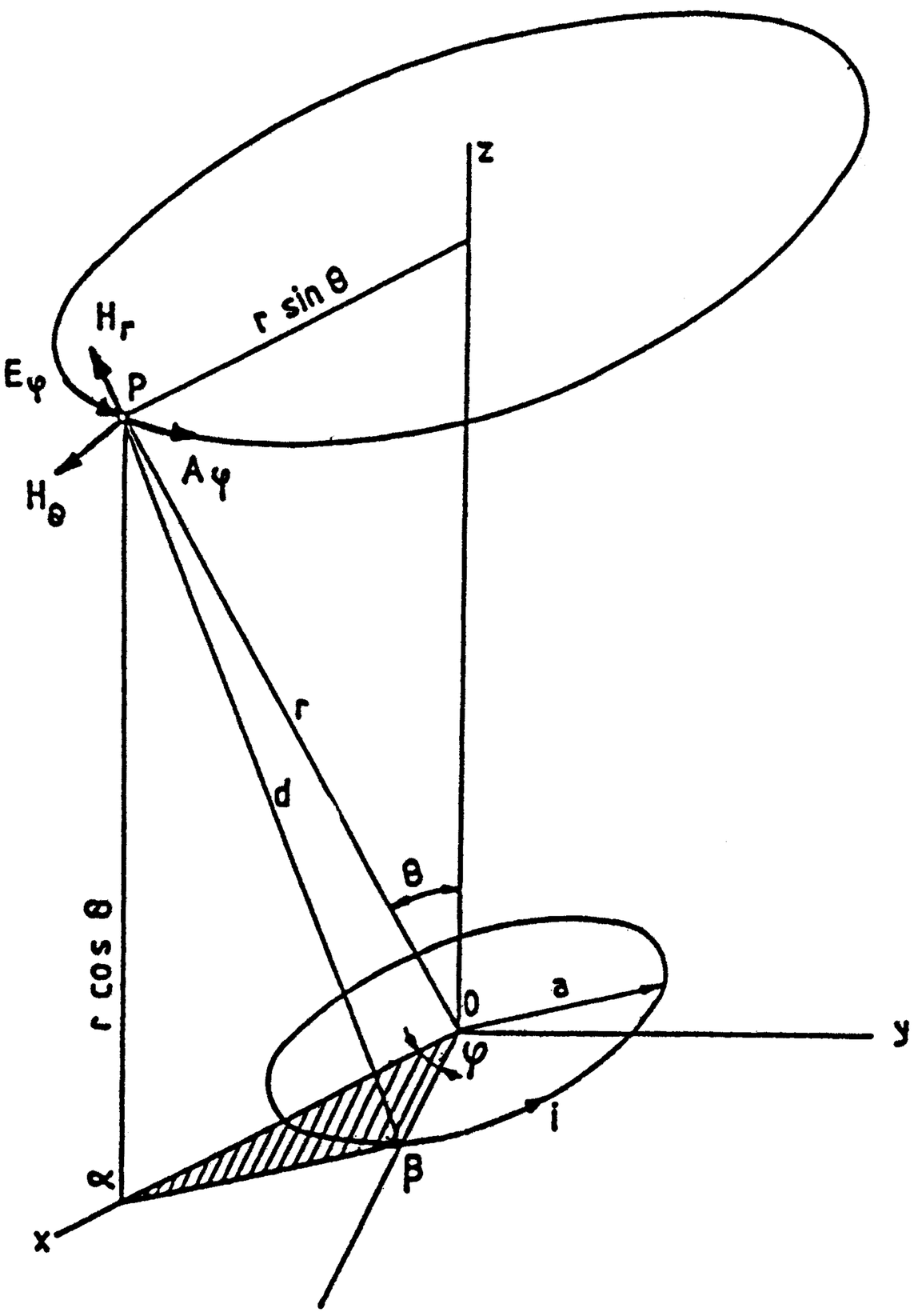


Fig.5.8. Antena cadru de emisie

Antena cadru constă dintr-o buclă circulară de rază a parcursă de un curent de înaltă frecvenţă $\underline{i} = \hat{I}e^{j\omega t}$. În fig.5.8, bucla de curent este plasată în planul $x0y$, cu centrul în centrul sistemului de coordonate. Pentru calculul componentelor de câmp electromagnetic, peste sistemul cartezian x, y, z, se suprapune sistemul de referinţă cilindric. Punctul $P(r, \theta, \varphi = 0)$, în care se calculează componentele de câmp, este situat în planul $x0z$. Triunghiul $P\alpha\beta$ este dreptunghic, cu unghiul drept în punctul α.

Potenţialul magnetic vector. Din relaţia de definiţie a potenţialului magnetic vector:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_v \frac{\mathbf{J}dV}{r} \tag{5.60}$$

rezultă că orientarea vectorului **A** va fi dată de orientarea densităţii de curent $\mathbf{J} = \mathbf{i}/Q$ unde Q este aria secţiunii transversale a conductorului buclei, şi deci potenţialul magnetic vector retardat este de forma $\mathbf{A} = A_\varphi\varphi$. Cu orientarea spaţială cunoscută, se poate scrie expresia potenţialului magnetic vector retardat ca valoare instantanee complexă:

$$\underline{A}_\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\hat{I}e^{j\omega\left(t-\frac{d}{v}\right)}Q\,a\cos\varphi\,d\varphi}{Q\,d} \tag{5.61}$$

unde d este distanţa între punctele β şi P.

Expresiile componentelor de câmp. *În Anexa 11.8* se arată cum se calculează expresiile componentelor de câmp electromagnetic din expresia potenţialului megnetic vector. Cu notaţia $S = \pi a^2$, aceste componente, ca valori instantanee complexe, sunt următoarele:

Componenta de câmp magnetic după direcţia θ:

$$\underline{H}_\theta = \frac{\hat{I}S\sin\theta}{4\pi r^3}\left[1+\frac{j2\pi r}{\lambda}+\left(\frac{j2\pi r}{\lambda}\right)^2\right]e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.62}$$

Componenta de câmp magnetic după direcţia r:

$$\underline{H}_r = \frac{\hat{I}S\cos\theta}{2\pi r^3}\left(1+\frac{j2\pi r}{\lambda}\right)e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.63}$$

Componenta de câmp electric după direcţia φ:

$$\underline{E}_\varphi = -\frac{jZ_0S\sin\theta}{2\lambda r^2}\left(1+\frac{j2\pi r}{\lambda}\right)e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.64}$$

Radiaţia la depărtare. Dacă punctul $P(r, \varphi, z)$ se situează la depărtare, adică dacă $r > \lambda/2\pi$ sau $\lambda/(2\pi r) < 1$, rezultă:

a) În relaţia (5.62) în paranteză are pondere numai ultimul termen şi deci:

$$\underline{H}_\theta = \frac{\hat{I}S\sin\theta}{4\pi r^3}\left(\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right)^2 \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi/\lambda)} = -\frac{\pi S\hat{I}\sin\theta}{r\lambda^2}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.65}$$

b) În relația (5.63) $\underline{H}_r \approx 0$ în comparație cu $\underline{H}_\theta$, fiindcă are pondere numai ultimul termen din paranteză, iar r^2 se află la numitor.

c) În relația (5.64) are pondere numai ultimul termen din paranteză:

$$\underline{E}_\varphi = -\frac{\mathrm{j}Z_0 SI\sin\theta}{2\lambda r^2}\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} = \frac{\pi Z_0 S\hat{I}\sin\theta}{r\lambda^2}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.66}$$

Din relațiile (5.65) şi (5.66) se deduce expresia impedanței de undă în vid a radiatorului cadru:

$$Z_0 = \frac{\underline{E}_\varphi}{\underline{H}_\theta} = -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \tag{5.67}$$

Se observă că la mare distanță vectorii $\mathbf{E}_\varphi$ şi $\mathbf{H}_\theta$ sunt în cuadratură spațială şi deci puterea radiată se calculează cu o relație simplă:

$$\hat{S} = \hat{E}_\varphi \hat{H}_\theta;\quad S_m = \frac{1}{2}\hat{E}_\varphi \hat{H}_\theta \tag{5.68}$$

unde S_m este puterea medie.

Radiația în apropiere. Dacă punctul $P(r, \varphi, z)$ se află în apropiere, adică dacă $r < \lambda/2\pi$, în relațiile (5.62), (5.63), (5.64) se pot neglija, în raport cu unitatea, termenii care cuprind raportul $2\pi r/\lambda$, iar componentele de câmp devin:

$$\underline{H}_\theta = \frac{\hat{I}S\sin\theta}{4\pi r^3}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.69}$$

$$\underline{H}_r = \frac{\hat{I}S\cos\theta}{2\pi r^3}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.70}$$

$$\underline{E}_\varphi = -\frac{\mathrm{j}Z_0 IS\sin\theta}{2\lambda r^2}\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{5.71}$$

Pentru unghiul $\theta = \pi/2$ rezultă că $H_r = 0$ şi impedanța de undă rezultă:

$$\underline{Z}_a = \frac{\underline{E}_\varphi}{\underline{H}_\theta} = -\frac{\mathrm{j}Z_0\hat{I}S\sin\theta}{2\lambda r^2}\frac{4\pi r^3}{\hat{I}S\sin\theta} = -\mathrm{j}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)Z_0 \tag{5.72}$$

Notă. Dacă se compară relația (5.20), care priveşte impedanța de undă Z_a la radiația în apropiere a dipolului Hertz, cu relația corespunzătoare (6.72) a radiatorului cadru, rezultă ca module:

* pentru $r\to 0$, $|Z_a|\to\infty$ la radiatorul dipol Hertz;
* pentru $r\to 0$, $|Z_a|\to 0$ la radiatorul cadru.

Din relaţiile (5.14) şi (5.67) rezultă că, la mare depărtare, adică pentru $r > \lambda/(2\pi)$ modulul impedanţei de undă se conservă la aceeaşi valoare $Z_0 = 377\ \Omega$ pentru ambele tipuri de radiatoare. În fig.5.9 se prezintă diagramele modulului impedanţei de undă pentru cele două tipuri de radiatoare, în funcţie de distanţa r măsurată în multipli de $\lambda/2\pi$.

Calitativ şi în apropierea radiatorului intensitatea componentei de câmp electric, la radiatorul dipol, este puternică, iar la radiatorul cadru, intensitatea componentei de câmp magnetic este puternică.

Rezistenţa de radiaţie a antenei cadru. Această rezistenţă se calculează după acelaşi procedeu ca la dipolul Hertz, conform celor prezentate la § 5.1.5, dar cu valoarea S_m dată de relaţia (5.68) în care intră $\hat{H}_\theta$ extras din relaţia (5.65) şi E_φ extras din relaţia (5.66). Se obţine astfel rezistenţa de radiaţie a antenei cadru şi puterea radiată:

$$R_r = \frac{\pi Z_0}{6} n^2 \left(\frac{l_p}{\lambda}\right)^4; \quad P_m = R_r I_{ef}^2 \qquad (5.72, \text{a})$$

relaţie în care n este numărul de spire al cadrului, iar $l_p = 2\pi a$ este lungimea periferică a unei spire, sau

$$R_r = \frac{8\pi^3 Z_0}{3} \left(\frac{S}{\lambda^2}\right)^2; \quad \text{cu } S = \pi a^2; \; P_m = R_r I_{eft}^2 \qquad (5.72, \text{b})$$

unde $I_{eft} = nI_{ef}$.

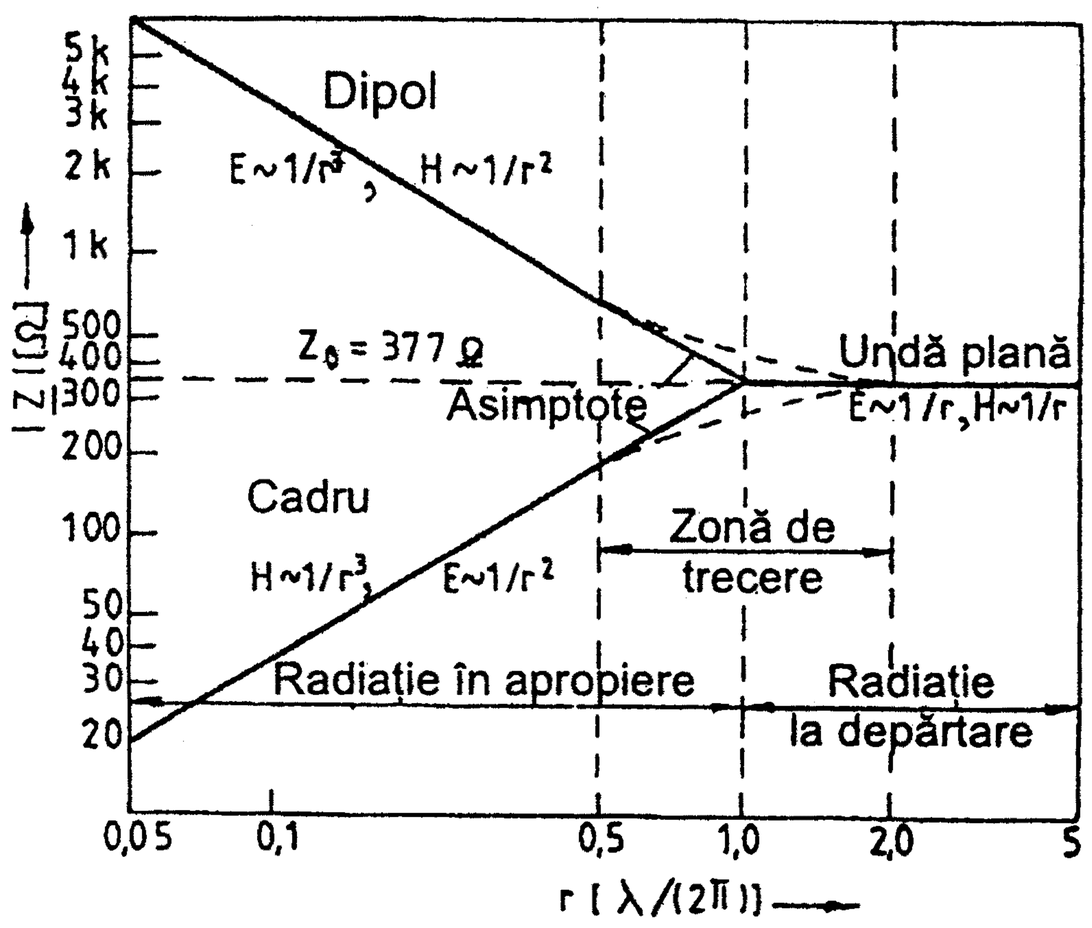


Fig.5.9. Impedanţa de undă a radiatoarelor dipol şi cadru

Este de notat că o antenă cadru, indiferent deacă este de emisie sau de recepţie, *funcţionează acordat* şi în această situaţie la extremitatea buclei, formată de cele mai multe ori dintr-o singură spiră, se conectează un condensator, ca în fig.5.16 (v. pag.166). Astfel, câmpul electric este concentrat la bornele condensatorului, iar câmpul magnetic este concentrat la maximum în zona centrală a spirei.

Randamentul antenei care funcţionează acordat se evaluează cu relaţia (5.113), în care se arată că raportul între rezistenţa de pierderi R_p şi rezistenţa de radiaţie R_r joacă un rol determinant. Pentru a diminua rezistenţa de pierderi şi deci a îmbunătăţi randamentul antenei de emisie, este necesar să se folosească conductoare scurte de conductivitate cât mai mare (Cu), cu efect pelicular cât mai redus şi să se realizeze contacte electrice (la conectarea condensatorului) de rezistenţă cât mai mică, ceea ce se obţine prin procedeul tehnologic de lipitură tare de

suprafață mare. În același timp prin reducerea lungimii periferice $l_p < 0{,}1\lambda$ se elimină formarea, la rezonanță, de noduri și ventre în lungul conductorului.

Antena cadru de recepție este introdusă într-un ecran circular întrerupt pentru a nu forma o spiră în scurtcircuit. În acest mod, la antenele de recepție, se elimină posibilitatea ca antena cadru să fie sensibilă și la componenta de câmp electric a radiației electromagnetice.

5.2.4. ANTENA BICONICĂ

Funcționarea antenei biconice se explică cu ajutorul unui model fizic în care cele două conuri au o extindere foarte mare, teoretic infinită. Un asemenea model este schițat în fig.5.10, în care se observă că această antenă este un dipol conic cu excitație la mijloc. Prin ipoteză se acceptă o componentă, normală la con, de câmp electric, adică $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\theta$ și o componentă tangențială de câmp magnetic, adică $\mathbf{H} = \mathbf{H}_\varphi$ [58].

În coordonate sferice, componentele rotorului sunt următoarele:

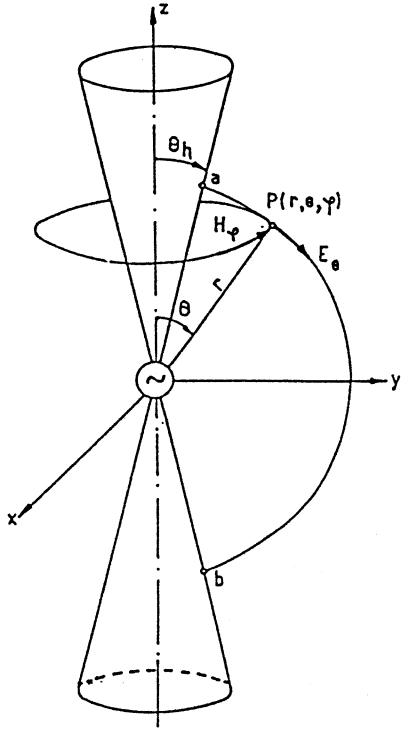


Fig.5.10. Antena biconică

* după direcția r:

$$\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{H}}_\varphi = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta}\left(r \sin\theta \cdot H_\varphi\right) \tag{5.73}$$

* după direcția θ:

$$\mathrm{rot}_\theta \underline{\mathbf{H}}_\varphi = -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \sin\theta \cdot \underline{H}_\varphi\right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(rH_\varphi\right) \tag{5.74}$$

* după direcția φ:

$$\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{E}}_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\underline{E}_\theta\right) \tag{5.75}$$

În regim armonic ecuațiile lui Maxwell iau forma:

$$\mathrm{rot}_\theta \underline{\mathbf{H}}_\varphi = \mathrm{j}\omega\varepsilon_0 \underline{\mathbf{E}}_\theta \tag{5.76}$$

$$\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{E}}_\theta = -\mathrm{j}\omega\mu_0 \underline{\mathbf{H}}_\varphi \tag{5.77}$$

Din relațiile (5.75) și (5.77) rezultă:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r\underline{E}_\theta\right) = -\mathrm{j}\omega\mu_0 \underline{H}_\varphi \tag{5.78}$$

Din relaţiile (5.74) şi (5.76) rezultă:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\underline{H}_{\varphi}\right)=-\,\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\underline{E}_{\theta} \tag{5.79}$$

Pe de altă parte se observă că:

$$\mathrm{rot}_r\,\underline{\mathbf{H}}_{\varphi}=\mathrm{j}\omega\varepsilon_0\underline{\mathbf{E}}_r=0 \tag{5.80}$$

pentru că, prin ipoteză, $\underline{\mathbf{E}}_r = 0$.

Rezultatul din relaţia (5.80) se introduce în relaţia (5.73) şi se obţine:

$$\frac{\partial}{\partial\,\theta}\left(r\sin\theta\cdot\underline{H}_{\varphi}\right)=0 \tag{5.81}$$

sau

$$r\sin\theta\cdot\underline{H}_{\varphi}=\text{constant}=\underline{H}_1\ \ [\mathrm{A}] \tag{5.82}$$

unde $\underline{H}_1$ [A] este o mărime de calcul dependentă de $\underline{H}_{\varphi}$.

Componenta de câmp magnetic. Se admite că unda de propagare este sferică şi în acest caz $\underline{H}_1$, ca valoare instantanee în scriere complexă, este de forma:

$$\underline{H}_1=\hat{H}_0\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\mathrm{e}^{-kr} \tag{5.83}$$

unde constanta de propagare în spaţiu vid este $k=\mathrm{j}\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$, iar $\hat{H}_0$ este de dimensiunea [A]. Relaţia (5.82) astfel devine:

$$\underline{H}_{\varphi}=\frac{\hat{H}_0\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\mathrm{e}^{-kr}}{r\sin\theta} \tag{5.84}$$

Componenta de câmp electric. Expresia $\underline{H}_{\varphi}$ din relaţia (5.84) se introduce în relaţia (5.79), şi se obţine:

$$\frac{\mathrm{j}\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\;\hat{H}_0\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}\mathrm{e}^{-kr}}{r\sin\theta}=\mathrm{j}\omega\,\varepsilon_0\underline{E}_{\theta} \tag{5.85}$$

$$\hat{E}_{\theta}=\frac{Z_0\hat{H}_0}{r\sin\theta}=Z_0\hat{H}_{\varphi} \tag{5.86}$$

relaţie în care $Z_0=\sqrt{\mu_0\,/\,\varepsilon_0}$ şi $\hat{H}_{\varphi}=\hat{H}_0\,/\,(r\sin\theta)$.

Relaţiile (5.84) şi (5.86) definesc în punctul $P(r,\ \theta)$ componentele de câmp magnetic $\hat{H}_{\varphi}$ şi de câmp electric $\hat{E}_{\theta}$.

Diferenţa de potenţial între conuri. Între punctele *a* şi *b* situate la raza *r* pe ambele conuri, diferenţa de potenţial se calculează ţinând seama de expresia componentei de câmp electric din relaţia (5.86):

$$\hat{U}(r)=\int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h}\hat{E}_{\theta}r\,\mathrm{d}\theta=Z_0\hat{H}_0\int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h}\frac{\mathrm{d}\theta}{\sin\theta} \tag{5.87}$$

Evaluarea integralei se face după cum urmează:

$$\int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} \frac{\mathrm{d}\theta}{\sin\theta} = \ln\left(\tan\frac{\theta_h}{2}\right)\Bigg|_{\theta_h}^{\pi-\theta_h} = \ln\left(\cot^2\frac{\theta_h}{2}\right) = 2\ln\left(\cot\frac{\theta_h}{2}\right) \tag{5.88}$$

iar relația (5.87) devine:

$$\hat{U} = 2Z_0\hat{H}_0 \ln\left(\cot\frac{\theta_h}{2}\right) \tag{5.89}$$

Intensitatea curentului pe suprafața conică. Această intensitate se calculează cu legea circuitului magnetic:

$$\hat{I}(r) = \int_0^{2\pi} \hat{H}_\varphi \mathrm{d}l = \int_0^{2\pi} \hat{H}_\varphi r \sin\theta \,\mathrm{d}\varphi = 2\pi\hat{H}_0 \tag{5.90}$$

Se observă că, în ipoteza conurilor extinse la infinit, curentul se menține constant, dar în continuă defazare.

Impedanța antenei conice. Prin efectuarea raportului între $U(r, \theta)$ şi $I(r)$ se obține impedanța antenei conice:

$$Z_{con} = \frac{U(r,\theta)}{I(r)} = \frac{Z_0}{\pi}\ln\left(\cot\frac{\theta_h}{2}\right) \tag{5.91}$$

Puterea radiată. Radiația este de tipul TEM şi deci E_θ şi H_φ se află în cuadratură spațială. Puterea specifică radiată se calculează cu ajutorul vectorului Poyting, care, ca modul şi valoare de vârf, este:

$$\hat{S} = \hat{E}_\theta\hat{H}_\varphi = Z_0\hat{H}_\varphi^2 = \frac{Z_0\hat{H}_0^2}{r^2\sin^2\theta} \tag{5.92}$$

Unghiul θ variază între θ_h şi $\pi - \theta_h$. Valoarea cea mai mare a puterii specifice se obține pentru $\theta = \theta_h$ şi $\theta = \pi - \theta_h$.

Puterea radiată, ca valoare de vârf, este:

$$\hat{P} = \int \hat{S}\,\mathrm{d}A = \frac{Z_0\hat{H}_0^2}{r^2\sin^2\theta} r^2 \sin\theta\,\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\varphi$$

$$\hat{P} = Z_0\hat{H}_0^2\int_{\theta_h}^{\pi-\theta_h}\frac{\mathrm{d}\theta}{\sin\theta}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi = 4\pi Z_0\hat{H}_0^2\ln\left(\cot\frac{\theta_h}{2}\right) \tag{5.93}$$

Puterea medie radiată se calculează cu ajutorul relației (5.93)

$$P_m = \frac{1}{2}\hat{P} = 2\pi Z_0\hat{H}_0^2\ln\left(\cot\frac{\theta_h}{2}\right) \tag{5.94}$$

Notă. Important este că antena conică, aşa cum se arată în relaţia (5.91), are o impedanţă Z_{con} independentă de frecvenţă. Acest aspect permite o bună adaptare a cablului coaxial care alimentează antena, pentru o bandă largă de frecvenţă, de exemplu între 400 MHz la 1 GHz. În realizarea fizică, antena biconică este limitată ca extindere. Forma conică

se poate conserva, dar, de cele mai multe ori, conul este reprodus de mai multe bare dispuse pe generatoarele unui con imaginar.

Relaţiile din acest paragraf descriu funcţionarea calitativă a antenei biconice în imediata sa apropiere.

5.2.5. ANTENA PERIODIC LOGARITMICĂ

Această antenă derivă din antena dipol cu alimentare la mijloc. În esenţă, antena constă din mai mulţi dipoli de lungime ceva mai mică decât $\lambda/2$, conectaţi ca în fig.5.11. În geometria construcţiei se respectă rapoartele:

$$\frac{R_{n+1}}{R_n}=\frac{l_{n+1}}{l_n}=\frac{d_{n+1}}{d_n}=\tau<1 \qquad (5.95)$$

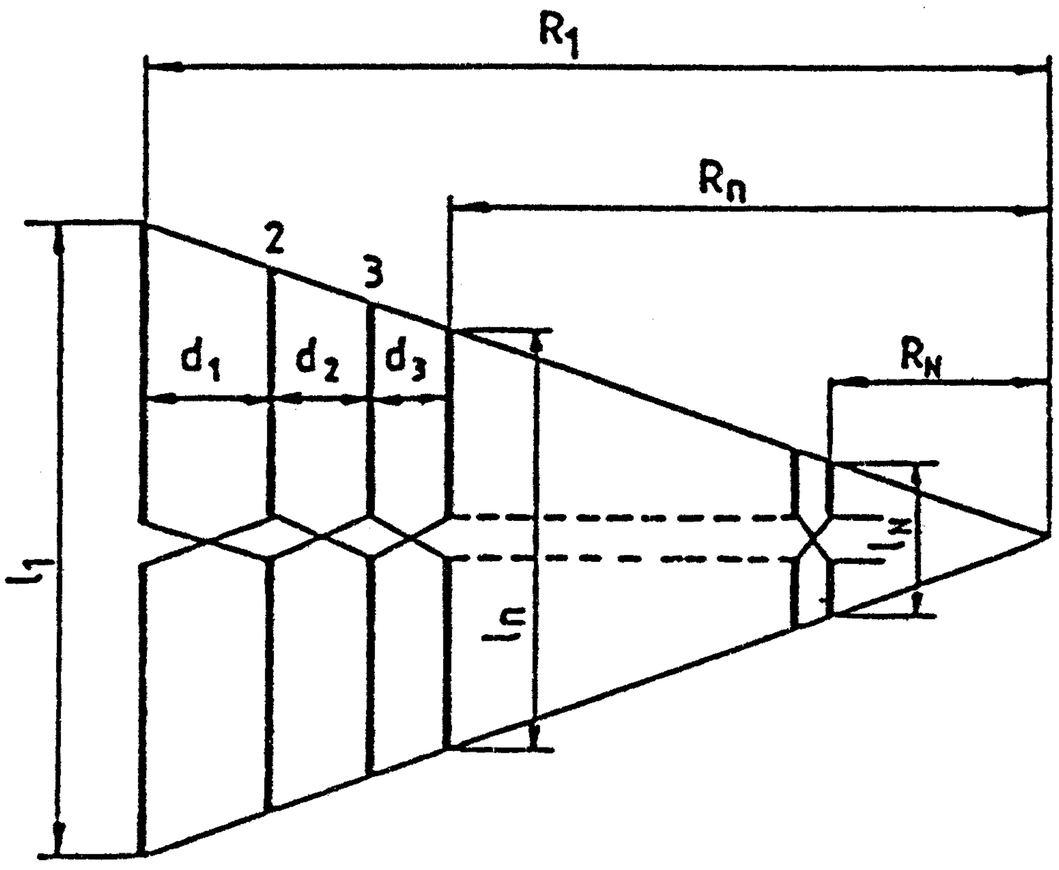


Fig.5.11. Antena periodic logaritmică

Pentru construcţii uzuale se alege raportul $\tau \approx 0{,}9$, iar numărul de dipoli $N \approx 12$ [59]. Din cauza conexiunilor încrucişate între dipoli, barele care definesc câte o jumătate de dipol sunt aşezate în două planuri diferite şi aceasta din cauza diferenţelor de potenţial existente între cele două elemente ale dipolului. O teorie exhaustivă a antenei periodic logaritmice este prezentată în lucrarea [59].

La excitarea antenei cu o frecvenţă dată, numai anumiţi dipoli radiază, şi anume cei care sunt apropiaţi ca lungime de $\lambda/2$. Raportul între frecvenţa maximă radiată f_{max} şi cea minimă radiată f_{min} este oarecum invers proporţional cu lungimea dipolilor externi, şi anume acest raport este [40, 59]:

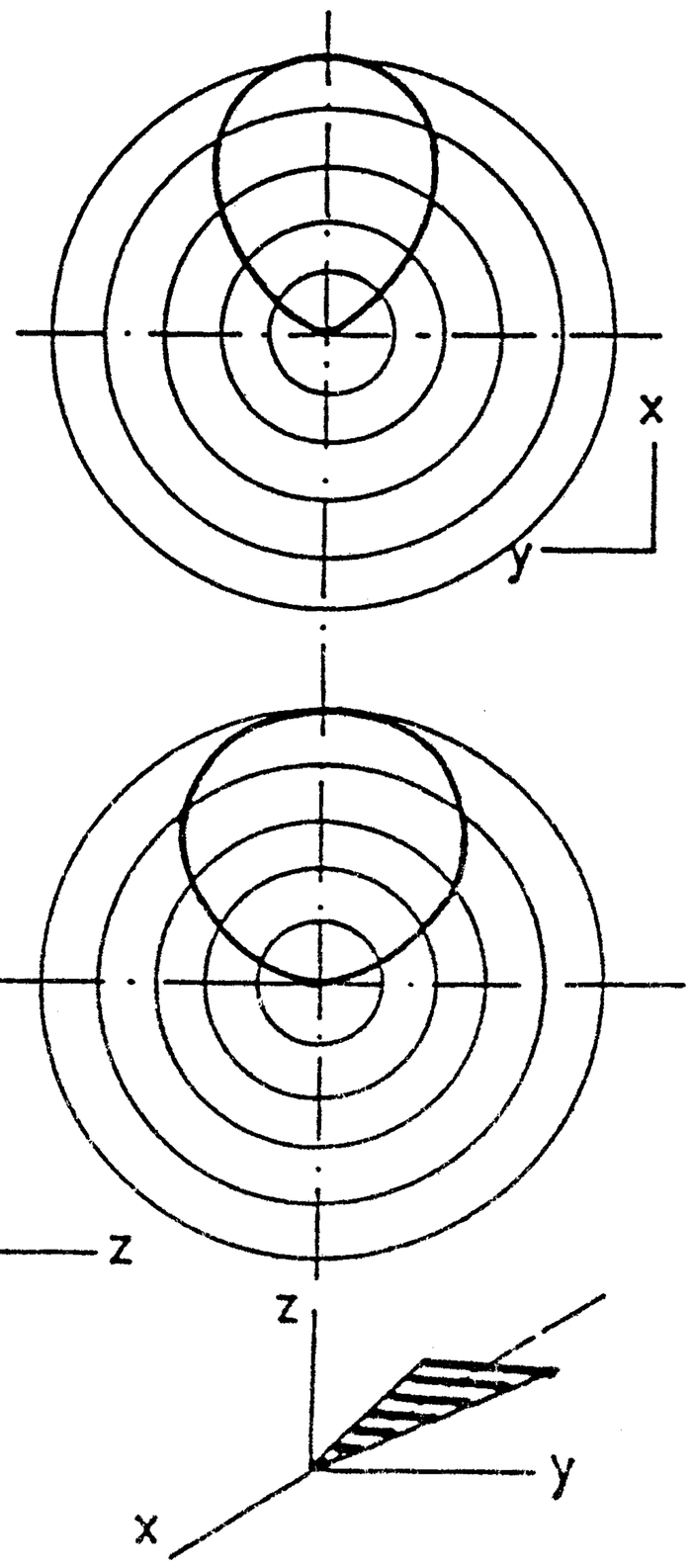


Fig.5.12. Directivitatea antenei periodic logaritmice

$$\frac{f_{max}}{f_{min}} = k\frac{l_1}{l_N} = k\frac{1}{\tau^{N-1}} \qquad (5.96)$$

cu următoarele notaţii:

l_1 – lungimea cea mai mare a unui dipol, notat cu indicele 1;
l_N – lungimea cea mai mică a unui dipol, notat cu indicele N;

$$k = \frac{l_{min\ rad}}{l_{max\ rad}} = 0{,}75 \ldots\ 0{,}85.$$

$l_{min\ rad}$ – lungimea minimă a dipolului din zona de radiaţie;
$l_{max\ rad}$ – lungimea maximă a dipolului din zona de radiaţie.
Din cauza numărului relativ mare de dipoli, antena periodic logaritmică dispune de o bandă largă de frecvenţă, spre exemplu f = 350... 1000 MHz. In afară de această proprietate, acest tip de antenă este caracterizată printr-o directivitate D mare şi deci energia radiată poate fi dirijată către o direcţie opţională. În fig.5.12 sunt prezentate, spre exemplificare [59], diagramele de directivitate în planurile xy şi xz. Se observă că în „spatele“ antenei radiaţia este practic nulă. Ca urmare şi câştigul antenei, adică produsul dintre directivitate şi randament, este ridicat faţă de antena dipol simplă. Despre directivitate şi randament se tratează la § 5.4, în care se prezintă proprietăţile generale ale antenelor. Antena periodic logaritmică este folosită ca sursă de radiaţie electromagnetică la testarea la imunitate a produselor electrotehnice şi electronice. Ca antenă de recepţie este folosită la detectarea şi stabilizarea nivelului de interferenţă produs de funcţionarea aparatelor electrice şi electronice. Banda de frrecvenţă este cuprinsă între 300 MHz şi 1 GHz.

5.3. ANTENA DE RECEPŢIE CA SENZOR DE CÂMP ELECTRIC

Pe baza teoriei reciprocităţii (a se vedea § 5.4) orice antenă de emisie poate fi antenă de recepţie. Esenţial însă este faptul că din punct de vedere termic antena de emisie se dimensionează pentru curentul introdus în antenă (de exemplu, 100 A), în timp ce antena de recepţie se dimensionează pentru curentul receptat (de exemplu 10 μA).

În cele ce urmează se prezintă funcţionarea antenelor de recepţie dipol şi cadru.

5.3.1. ANTENA DE RECEPŢIE DIPOL

Această antenă este folosită conform normelor CISPR 18 şi DIN VDE 0877 la măsurarea semnalelor de interferenţă radio în banda 30 MHz... 300 MHz. Sarcina antenei de recepţie, utilizată în tehnica CEM, este impedanţa de intrare Z_r = 50 Ω a unui voltmetru de perturbaţii sau a unui analizor de spectru. Conexiunea între antenă şi

aparatul de măsurat (voltmetru sau analizor de spectru) se realizează prin intermediul unui cablu coaxial cu impedanţa caracteristică $Z_c = 50\ \Omega$. În acest caz se poate spune că impedanţa de sarcină Z_s a antenei receptoare receptoare este $Z_s = Z_r = Z_c = 50\ \Omega$. Schiţa fizică a antenei receptoare este prezentată în fig.5.13, *a*. Unda electromagnetică plană excită antena sub unghiul de incidenţă θ, cu viteza de propagare $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$. Tensiunea în gol culeasă de antenă este:

$$\hat{U}_{0c} = \int_0^l \hat{E} \sin\theta \, dl = \hat{E} l \sin\theta \tag{5.97}$$

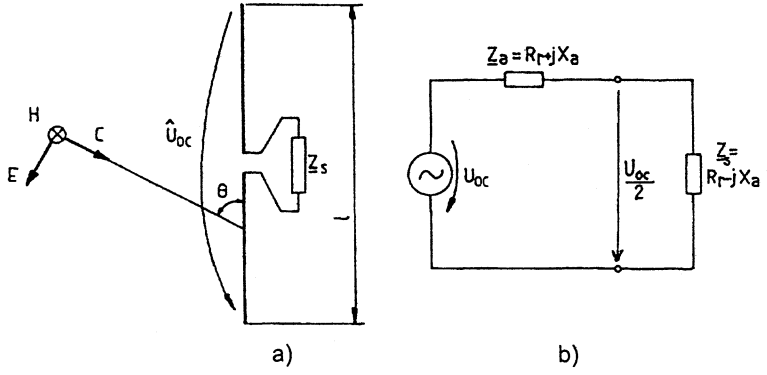


Fig.5.13. Antena de recepţie dipol:
a – schiţa fizică; *b* – schema electrică echivalentă

Deschiderea antenei (apertură). Acest parametru este definit ca raportul între puterea recepţionată P_{rec} pe impedanţa de sarcină şi densitatea de putere S, locală:

$$A\,[\mathrm{m}^2] = \frac{P_{rec}\ (\text{putere recepţionată})\ [\mathrm{W}]}{S\ (\text{densitate de putere})\ [\mathrm{W/m}^2]} \tag{5.98}$$

Schema electrică echivalentă a antenei de recepţie este prezentată în fig.5.13, *b*. Impedanţa antenei $\underline{Z}_a$ cuprinde un termen real datorat rezistenţei de radiaţie şi unul imaginar datorat inductivităţii antenei:

$$\underline{Z}_a = R_r + jX_a \tag{5.99}$$

Datorită scurgerii de sarcină prin antenă, aceasta devine o sursă secundară de radiaţie, cu rezistenţa de radiaţie R_r. Dacă antena este acordată, adică impedanţa de sarcină este $Z_s = R_r - jX_a$, puterea medie receptată este:

$$P_{rec\ med} = \frac{1}{2}\left(\frac{\hat{U}_{0c}}{2}\right)^2 \frac{1}{R_r} = \frac{\hat{E}^2 l^2 \sin^2\theta}{8R_r} \tag{5.100}$$

unde $\hat{U}_{oc}$ este tensiunea captată în gol.

Valoarea rezistenței de radiație R_r, care intervine la numitor, este dată de relația (5.59). Densitatea de putere S din relația (5.98) este modulul vectorului Poyting local, adică:

$$S = \frac{1}{2}\frac{\hat{E}^2}{Z_0} \tag{5.101}$$

unde $\hat{E}$ este valoarea de vârf a componentei de câmp electric.

Notă. Relaţia (5.100) are valoare calitativă, pentru că în tehnica CEM impedanţa de sarcină este pur rezistivă şi egală cu impedanţa caracteristică a cablului coaxial.

Factorul de conversie al antenei. Antena ca senzor serveşte la măsurarea câmpului electric E. Milivoltmetrul sensibil nu măsoară direct un câmp electric, ci o tensiune pe impedanța de sarcină de 50 Ω. În scopul obținerii unei informații utile cu ajutorul voltmetrului de perturbații, se defineşte un factor de conversie al antenei sub forma următoarelor variante:

a) Raportul între intensitatea câmpului electric E şi tensiunea U, măsurată pe impedanța de sarcină a milivoltmetrului, adică:

$$F_c\left[\frac{1}{\mathrm{m}}\right] = \frac{E\,[\mathrm{V/m}]}{U\,[\mathrm{V}]} \tag{5.102}$$

b) Logaritmul raportului dat de relația (5.102):

$$f_c\,[\mathrm{dB}(1/\mathrm{m})] = 20\log F_c = 20\log\frac{E\,[\mathrm{V/m}]}{U\,[\mathrm{V}]} \tag{5.103}$$

c) Dacă instrumentul de măsurat (milivoltmetrul de perturbații) este etalonat în dB, adică tensiunea măsurată este:

$$U\,[\mathrm{dB}(1\mu\mathrm{V})] = 20\log\frac{\mathrm{U}\,[\mu\mathrm{V}]}{1[\mu\mathrm{V}]} \tag{5.104}$$

iar intensitatea câmpului electric:

$$E\,[\mathrm{dB}(1\mu\mathrm{V/m}] = 20\frac{E[\mu\mathrm{V/m}]}{1[\mu\mathrm{V/m}]} \tag{5.105}$$

este convenabil ca factorul de conversie să fie legat de U [dB] şi E [dB] prin relația:

$$f_c[\mathrm{dB}(1/\mathrm{m})] = E[\mathrm{dB}(1\mu\mathrm{V/m})] - U\,[\mathrm{dB}(1\mu V)] \tag{5.106}$$

sau

$$E\,[\mathrm{dB}(1\mu\mathrm{V/m})] = \mathrm{U}[\mathrm{dB}(1\mu\mathrm{V})] + f_c\,[\mathrm{dB}(1/\mathrm{m})] \tag{5.107}$$

Constructorul de antene livrează o dată cu antena şi diagrama lui f_c [dB] în funcție de frecvență. Astfel, în fig.5.14 este dată diagrama factorului de conversie a antenei dipol de tip UAMZ-3/50, de fabricație INCO. Factorul de conversie F_c [dB] se determină experimental prin metode standardizate. Spre exemplu, în norma DIN 45003 se prezintă o metodă care se bazează pe teorema reciprocității, caz în care se folosesc două antene identice [76, 77].

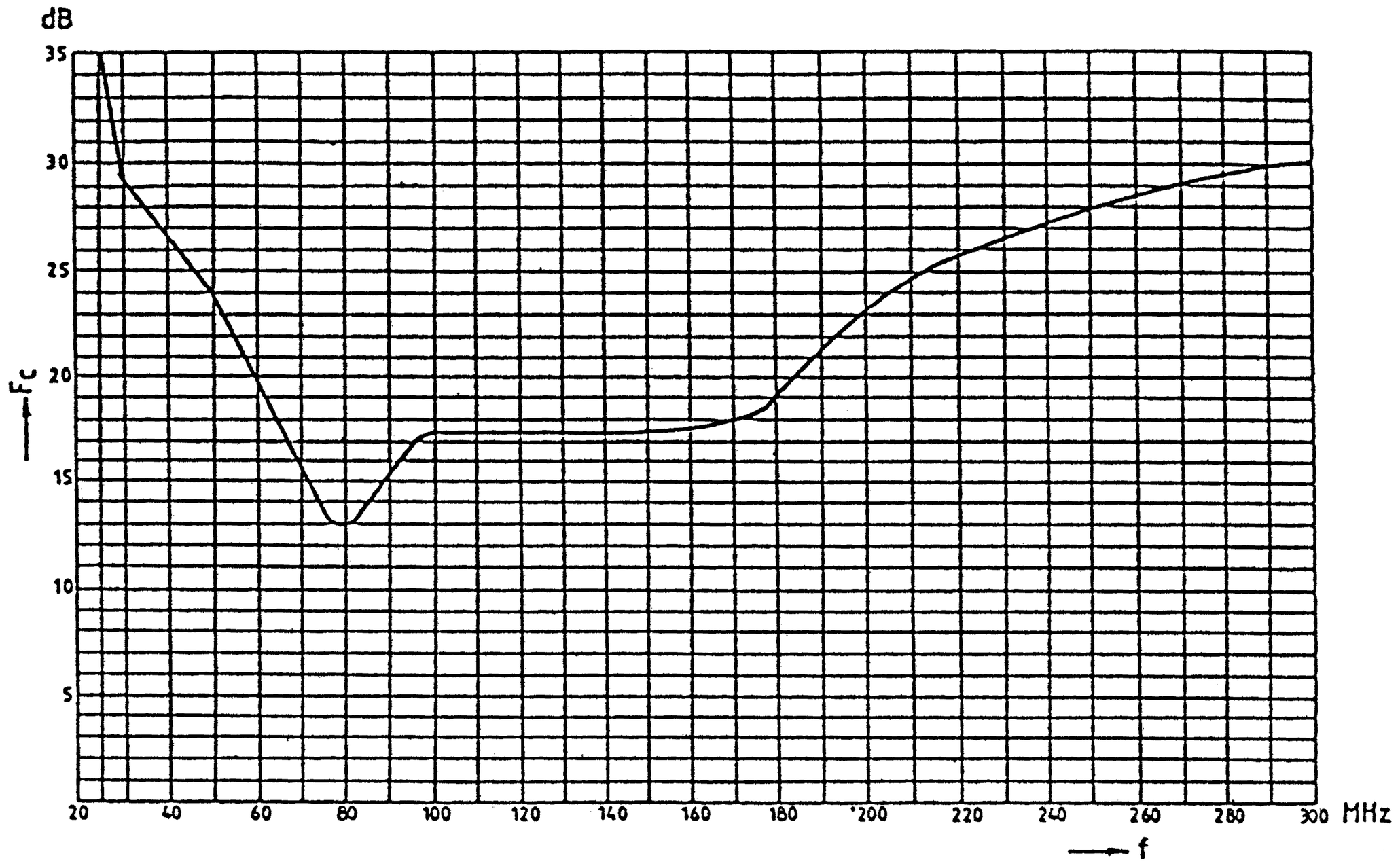


Fig.5.14. Diagrama factorului de conversie al antenei UAMZ-3/50

5.3.2. ANTENA DE RECEPŢIE CADRU

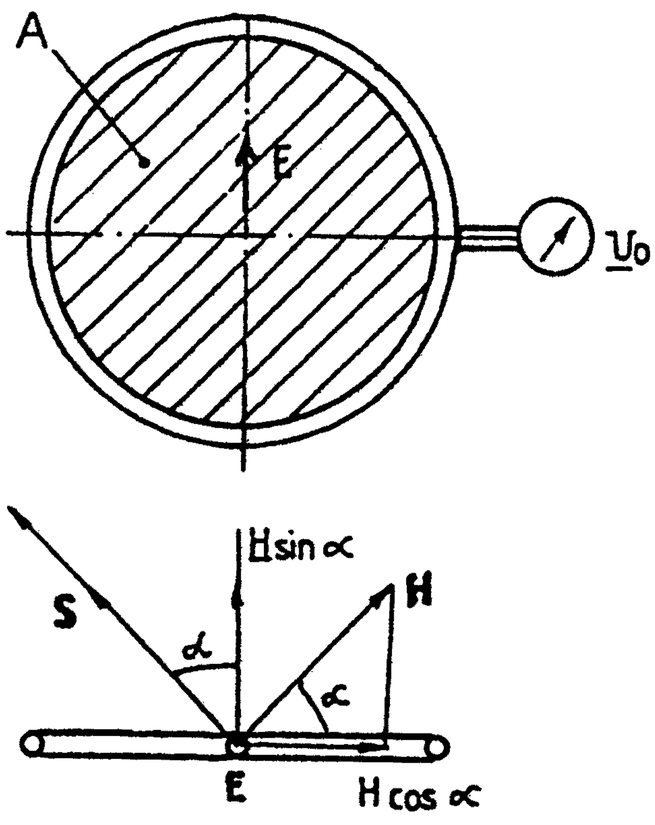


Fig.5.15. Antena cadru

Această antenă este în esenţă o buclă conductoare, de cele mai multe ori de formă circulară, ca în fig.5.15. Antena de recepţie cadru este sensibilă la componenta de câmp magnetic. Dacă bucla are N spire, iar componenta de câmp magnetic face unghiul α cu planul buclei, tensiunea în gol indusă este:

$$u_0 = -N\mathrm{d}\phi / \mathrm{d}t \qquad (5.108)$$

Cu

$$\phi = \mu_0 \hat{H} A \sin\alpha \cos\omega t$$

rezultă:

$$\hat{U}_0 = N\mu_0 \hat{H} A\omega \sin\alpha;\ \hat{H} = \frac{\hat{U}_0}{\mu_0 NA\omega \sin\alpha} \qquad (5.109)$$

Din punct de vedere constructiv $N = 1$, pentru ca lungimea conductorului să fie mică în raport cu lungimea de undă. De asemenea, conductorul buclă care formează antena de recepţie este introdus într-un ecran tubular nescurtcircuitat, în scopul eliminării radiaţiei secundare, ca radiaţie liberă şi eliminării influenţei componentei de

câmp electric, ca în fig.5.16. Antena de recepție cadru este folosită la măsurarea componentei de câmp electric pe baza relației $\hat{E} = Z_0 \hat{H}$.

În fig.5.16 se arată schema electrică a sistemului AMZ-3A/50 de fabricație INCO, schemă în care se poate observa modul de *asimetrizare* a antenei. Antena captează între bornele *a* şi *b* un semnal izolat față de pământ, iar cablul coaxial are ecranul conectat la pământ. Pentru acordarea antenei se foloseşte un sistem de inductivități cuplate cu condensatoare variabile.

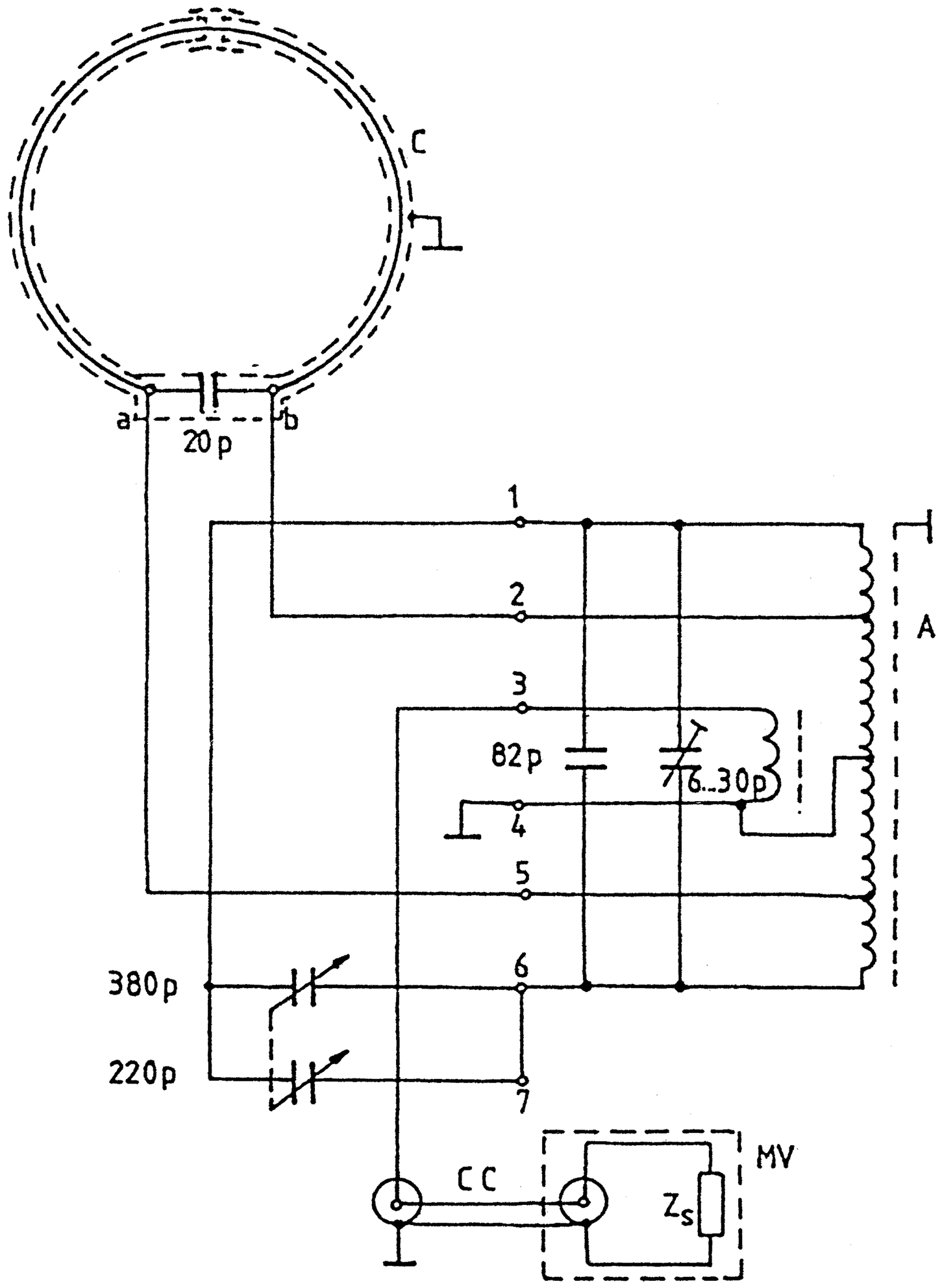


Fig.5.16. Conexiunea antenei cadru la milivoltmetru:
A – adaptor; *C* – cadru; *C.C* – cablu coaxial; *MV* – milivoltmetru de perturbații

5.4. PROPRIETĂȚILE GENERALE ALE ANTENELOR

În acest subcapitol sunt prezentate principalele proprietăți comune diferitelor antene folosite în tehnica CEM.

5.4.1. DIRECTIVITATE ŞI CÂŞTIG

Antenele sunt folosite la emisie în scopul conversiei energiei de conducție în energie de radiație, iar la recepție, în scopul conversiei energiei de radiație în energie de conducție.

Un radiator izotrop poate fi acceptat ca noțiune teoretică, în sensul că puterea specifică radiată este aceeaşi în toate direcțiile. În acest caz radiatorul ideal este punctiform, iar puterea specifică radiată S_0 (modulul vectorului Poyting) depinde de distanța r după relația:

$$S_0 = \frac{P_m}{4\pi r^2} \left[\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2}\right] \tag{5.110}$$

unde P_m este puterea totală, ca valoare medie, radiată. Antenele, fizic realizate, nu radiază uniform în toate direcțiile. După cum s-a arătat la § 5.2.1... 5.2.5 puterea radiată depinde de unghiul θ şi uneori şi de unghiul φ (antena periodic logaritmică). Concentrarea radiației într-o anumită direcție este benefică pentru scopurile practice. Pentru a caracteriza acastă concentrare se foloseşte noțiunea de *directivitate*, care este definită ca raportul între valoarea maximă S_{max} a puterii specifice şi valoarea S_0 a puterii specifice a radiatorului izotrop:

$$D = \frac{S_{max}}{S_0} = \frac{S_{max}}{P_m / (4\pi r^2)} = \frac{\hat{S}_{max}}{\hat{P} / (4\pi r^2)} \tag{5.111}$$

Directivitatea dipolului Hertz, ca exemplu, se calculează cu relația (5.111) cu S_{max} pentru $\theta = \pi/2$ din relația (5.24) şi $\hat{P}$ din relația (5.28):

$$D = \frac{\hat{I}^2 Z_0}{4r^2} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \frac{4\pi r^2}{\frac{2\pi Z_0}{3}\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \hat{I}^2} = \frac{3}{2} \tag{5.112}$$

Puterea specifică S radiată de dipolul Hertz nu este aceeaşi în toate direcțiile. În fig.5.17 se prezintă într-o diagramă polară normată pe baza relației (5.24) la $S_n = 1$ pentru $\theta = \pi/2$, această putere specifică. La unghiul $\theta = \pi/4$ puterea specifică normată $S_n = 0{,}5$. Diagrama din fig.5.17 se numeşte şi diagrama de directivitate.

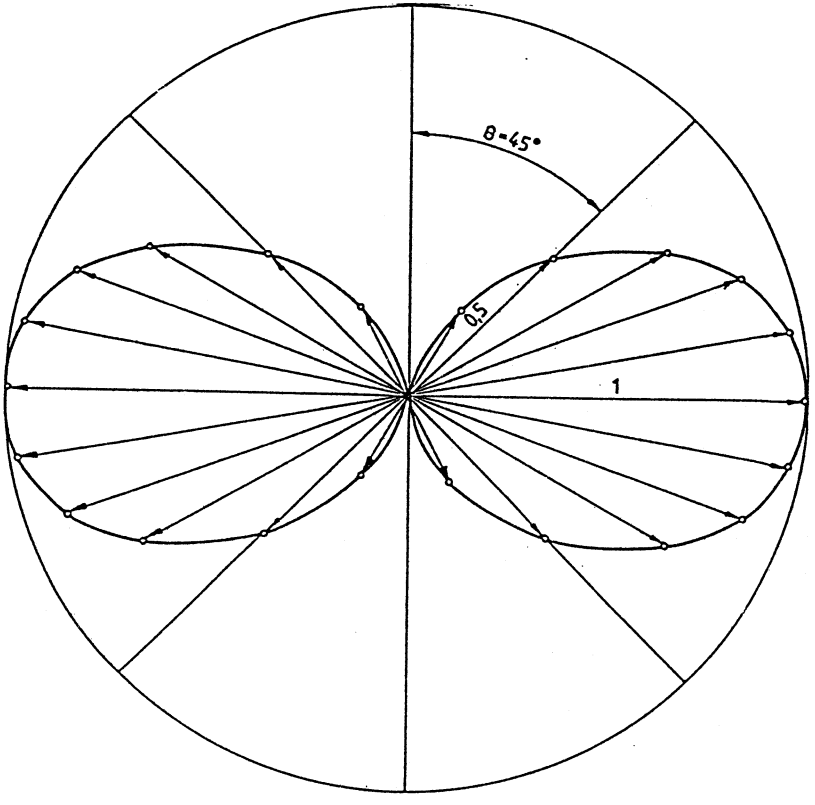


Fig.5.17. Diagrama de directivitate a dipolului Hertz

Randamentul antenei. În cazul antenei de emisie puterea radiată P_m calculată, de exemplu, cu relaţiile (5.56), (5.58) este mai mică decât puterea P_i introdusă în antenă. Astfel se defineşte randamentul antenei la emisie:

$$\eta_r = \frac{P_m}{P_i} = \frac{P_m}{P_i + P_p} = \frac{1}{1 + \frac{R_p}{R_r}} \tag{5.113}$$

unde R_r este rezistenţa de radiaţie, iar R_p rezistenţa de pierderi Joule.

Randamentul antenei monopol excitate la bază, ca în fig.5.18, depinde în mare măsură de rezistenţa prizei de pământ, ca şi de pierderile Joule majorate prin efectul pelicular în conductorul activ care radiază. Dacă priza este construită dintr-o reţea metalică de adâncime, pierderile diminuează considerabil. Antenele care sunt izolate faţă de pământ (dipol cu excitaţie la centru, periodic logaritmică) au randamente superioare celor de tip monopol.

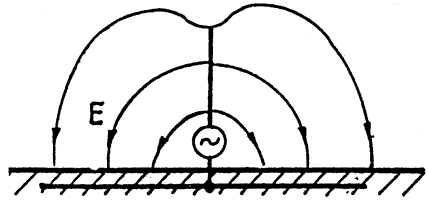


Fig.5.18. Antena monopol cu excitaţie la bază

În mod analog, la o antenă receptoare, puterea captată P_c de antenă este mai mare decât puterea utilă P_u, transferată pe impedanța de sarcină a antenei receptoare:

$$\eta_c = \frac{P_u}{P_c} = \frac{P_c - P_p}{P_c} \tag{5.114}$$

unde P_p reprezintă pierderea în antena receptoare, din care puterea radiată prin radiație joacă un rol important.

Câştigul G al antenei este definit ca produsul dintre directivitatea D şi randamentul:

$$G = D\eta, \text{ sau } G[\text{dB}] = 10 \log G \tag{5.115}$$

5.4.2. ARIA EFECTIVĂ A ANTENEI

Această arie, notată cu A_e, este definită ca raportul între puterea receptată P_{rec} pe impedanța de sarcină şi puterea specifică a radiatorului izotrop:

$$A_e\,[\text{m}^2] = \frac{P_{rec}\,[\text{W}]}{P_m\,[\text{W}]/(4\pi r^2)[\text{m}^2]} = \frac{P_{rec}}{S_0} \tag{5.116}$$

Radiatorul izotrop este un concept teoretic, în sensul că el radiază uniform în toate direcțiile. Din acest punct de vedere radiatorul ar trebui să fie punctiform. Din relația (5.116) se stabileşte dependența între puterea recepționată P_{rec} şi puterea radiată P_m:

$$P_{rec} = \frac{P_m A_e}{4\pi r^2} \tag{5.117}$$

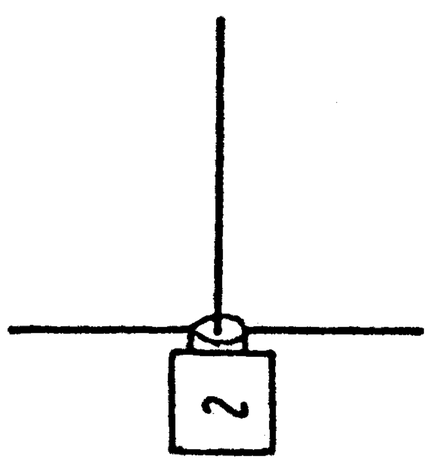
Dacă se ține seama de pierderile de putere datorate mediului de transmisie prin factorul F_1, de diferența de polarizare a celor două antene prin factorul F_2, ca şi de factorul de directivitate F_D, relația (5.117) devine:

$$P_{rec} = \frac{P_m A_e F_1 F_2 F_D}{4\pi r^2} \tag{5.118}$$

În cazul unei antene adaptate, conform fig.5.13 puterea recepționată pe impedanța de sarcină a antenei pentru $\theta = \pi/2$ este:

$$P_{rec} = \frac{U_{0c}^2}{4R_r} = \frac{E^2 l^2}{4\frac{2\pi Z_0}{3}\left(\frac{l}{\lambda}\right)^2} \tag{5.119}$$

În ultima relație, pentru rezistența de radiație nu s-a acceptat relația (5.59) a antenei acordate. Antena de recepție este neacordată şi de aceea s-a acceptat relația (5.31) a radiatorului Hertz.

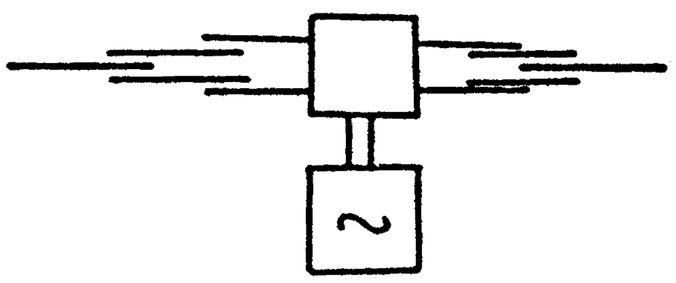


1. Monopol antenă scurtă

1,8 MHz – 28 MHz (KW)

60 MHz -108 MHz (UKW)

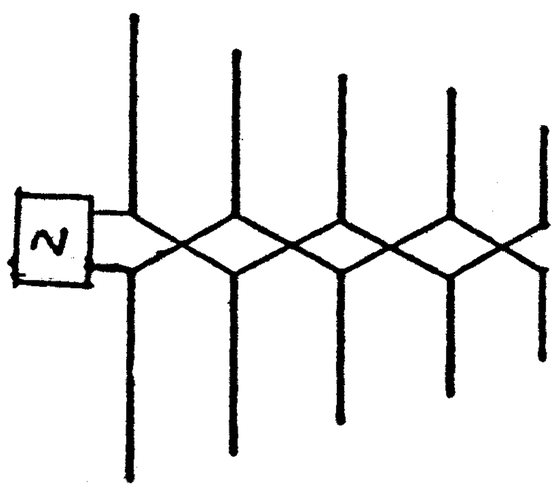
Grunding World Recevier Satellit 500



2. Dipol telescopic

28 MHz 1 GHz EMI Solutions Nov 1988

Simonyi [31] ; Zinke [40]



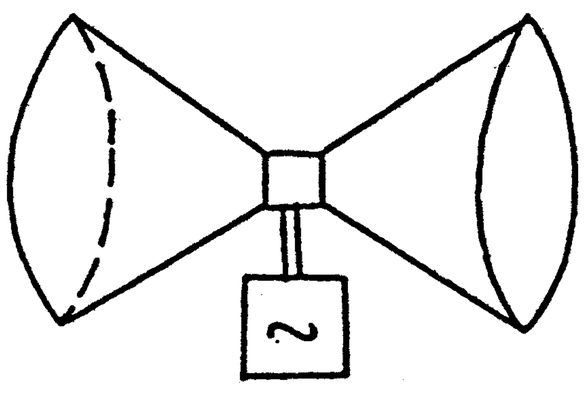
3. Dipol logaritmic periodic

300 MHz - 1 GHz ; 200 MHz - 5 GHz

EMI Solutions – Nov 1988

EMC Tehnology Sept - Oct 1990

Zinke [40]

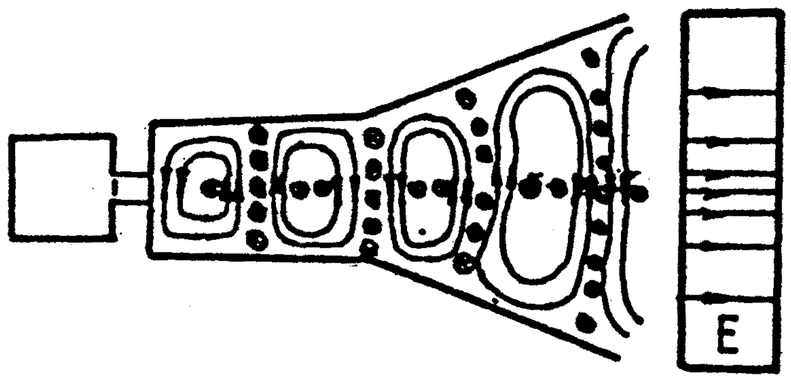


4. Biconică

20-300 MHz ; 30 - 200 MHz ; 400-1000 MHz

Compliance Engineering 1989 Aplic Note 101

Simoniyi [131]

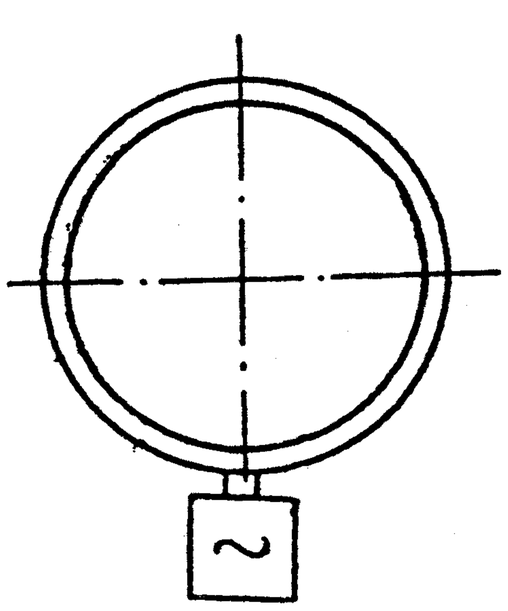


5. Horn

1–18 GHz ; 18 - 40 GHz

EMI Solutions Nov 1988

Simonyi [31]



6. Cadru

148 kHz 1611 kHz

EMC Tehnology Sept-Oct 1989

Zinke [40]

Fig.5.19. Antene folosite în tehnica CEM

În relaţia (5.119) se observă că $D=3/2$; $E^2/Z_0=S$ şi deci relaţia (5.116) devine:

$$P_{rec}=\frac{S\lambda^2 D}{4\pi}=S_0 A_e$$

de unde rezultă aria efectivă a antenei:

$$A_e=\frac{S}{S_0}\frac{\lambda^2 D}{4\pi} \tag{5.120}$$

Pentru radiatorul izotrop $S=S_0$ şi $D=1$, iar aria efectivă A_{ei} rezultă:

$$A_{ei}=\lambda^2/4\pi \tag{5.121}$$

La conceptul de radiator izotrop se ajunge plecând de la conceptul radiatorului Hertz la care dimensiunea liniară $l\to 0$, iar radiatorul devine un punct geometric.

Cu ajutorul relaţiilor (5.116) şi (5.121) se defineşte atenuarea A_t de transmisie a puterii în cazul radiatorului izotrop:

$$P_{rec}=S_0 A_{ei}=\frac{P_m}{4\pi r^2}\frac{\lambda^2}{4\pi}=P_m\left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^2$$

$$A_t=\frac{P_m}{P_{rec}}=\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2;\quad a_t=10\log A_t\ \text{[dB]} \tag{5.122}$$

Notă. În tehnica CEM cu aplicabilitate comercială curentă, interferenţele se limitează, conform normei CEI 801, până la 1 GHz. Din cauze economice este indicat ca o antenă să aibă o bandă de frecvenţă cât mai mare şi o directivitate cât mai mare. În fig.5.19 sunt prezentate principalele tipuri de antene folosite în tehnica CEM. Pentru frecvenţe $f>1$ GHz se folosesc antene de tip horn [58].

5.4.3. CUPLAJUL ÎNTRE ANTENA DE EMISIE ŞI CEA DE RECEPŢIE

Datorită faptului că antena de recepţie determină în sarcină o radiaţie electromagnetică secundară, se poate spune că există o interacţiune cu caracter mutual între antena de emisie şi cea de recepţie. Curentul $\underline{I}_1$ care parcurge antena de emisie (primară) determină în antena de recepţie tensiunea electromotoare:

$$\underline{U}_{12}=\underline{Z}_{12}\underline{I}_1 \tag{5.123}$$

unde $\underline{Z}_{12}$ este impedanţa de cuplaj între antena de emisie şi cea de recepţie. Curentul $\underline{I}_2$ din antena de recepţie determină în antena de emisie o tensiunea electromotoare:

$$\underline{U}_{21}=\underline{Z}_{21}\underline{I}_2 \tag{5.124}$$

unde $\underline{Z}_{21}$ este impedanţa de cuplaj între antena de recepţie şi cea de emisie. Din motive de simetrie $\underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21}$. În general, cuplajul între cele două antene se cuantifică sub forma:

* Tensiunea de excitaţie a antenei de emisie:

$$\underline{U}_1 = \underline{Z}_{11}\underline{I}_1 + \underline{Z}_m\underline{I}_2 \tag{5.125}$$

* Tensiunea captată de antena de recepţie:

$$\underline{U}_2 = \underline{Z}_{22}\underline{I}_2 + \underline{Z}_m\underline{I}_1 \tag{5.126}$$

În relaţiile (5.125) şi (5.126), $\underline{Z}_{11}$ şi $\underline{Z}_{22}$ sunt impedanţele proprii ale antenelor. Relaţiile menţionate au o valoare funcţională calitativă pentru că curenţii $\underline{I}_1$ şi $\underline{I}_2$ nu sunt mărimi constante în antene. În fig.5.20 se arată schema de principiu a cuplajului între cele două antene, schemă care satisface relaţiile (5.125) şi (5.126).

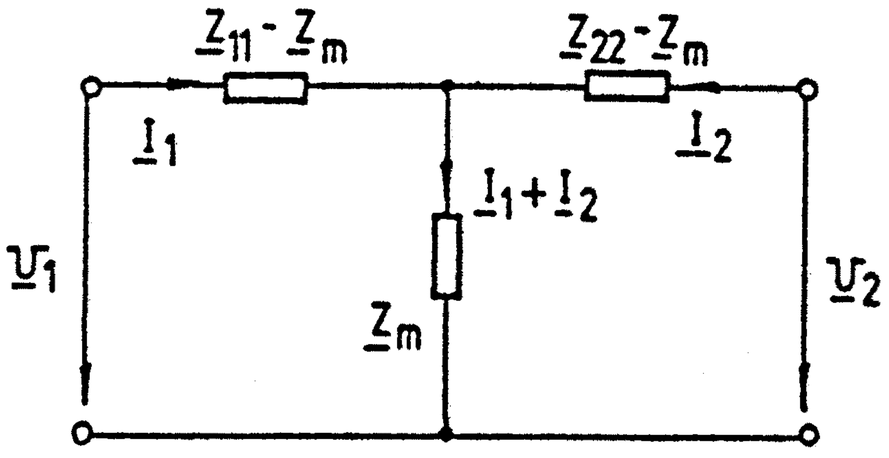


Fig.5.20. Cuplajul între antenele de emisie şi de recepţie

Teorema reciprocităţii. Aceasta a fost formulată de A. Sommerfeld [40] pentru sistemul compus din două antene de acelaşi tip, ca în fig.5.21 şi 5.22, şi are următorul conţinut:

* O antenă de emisie *1* cu curentul de bază $\underline{I}_1$ determină tensiunea în gol U_{02} în antena *2* de recepţie, ca în fig.5.24.

* Dacă antena *2* devine emiţătoare cu curentul de bază $\underline{I}_2 = \underline{I}_1$, tensiunea în gol captată de antena *1* este $\underline{U}_{01} = \underline{U}_{02}$, ca în fig.5.22.

Cu referire la relaţiile (5.123) şi (5.124) se scrie:

* în primul caz $\underline{U}_{20} = \underline{Z}_m\underline{I}_1$; (5.127)

* în cazul al doilea $\underline{U}_{10} = \underline{Z}_m\underline{I}_2$ (5.128)

relaţii din care rezultă:

$$\frac{\underline{U}_{20}}{\underline{U}_{10}} = \frac{\underline{I}_1}{\underline{I}_2} \tag{5.129}$$

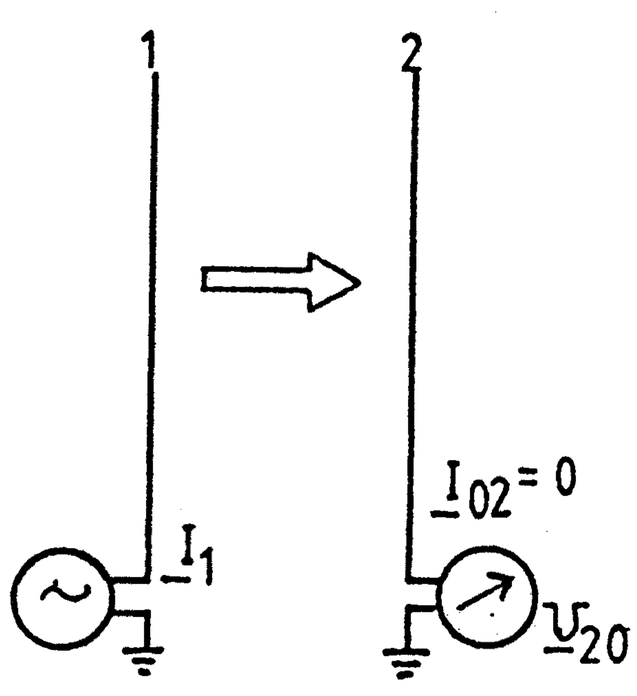


Fig.5.21. Antena *1* de emisie, antena *2* de recepţie

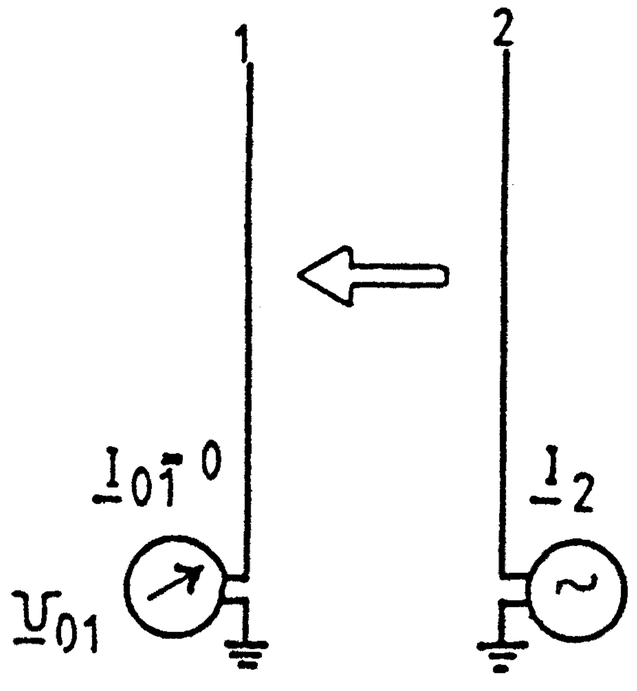


Fig.5.22. Antena *2* de emisie, antena *1* de recepţie

5.4.4. SIMETRIZARE ŞI ADAPTARE

Conexiunea între antena de recepţie şi voltmetrul de perturbaţii (sau analizorul de spectru) se realizează prin intermediul cablului coaxial. Antena de emisie este alimentată din amplificatorul de putere tot prin intermediul unui cablu coaxial. În cele ce urmează se va prezenta, pe două exemple, modul de tratare a discontinuităţii între antenă şi cablul coaxial.

Antena dipol. În fig.5.23, *a*, conexiunea între antena dipol şi cablul coaxial este realizată direct. În această situaţie ecranul cablului coaxial se comportă dual, în sensul că, pe de o parte, conductorul central şi ecranul fac parte dintr-un circuit de conducţie electromagnetică, iar pe de altă parte, ecranul cablului coaxial radiază în mediul ambiant exterior. Din această cauză se creează o disimetrie, în sensul că curentul care parcurge bara dipolului legată la ecran este mai mic decât curentul care parcurge bara dipolului legată la conductorul central al cablului coaxial. Acest fenomen se produce atât la antenele de emisie, cât şi la antenele de recepţie, care sunt sediul radiaţiei secundare.

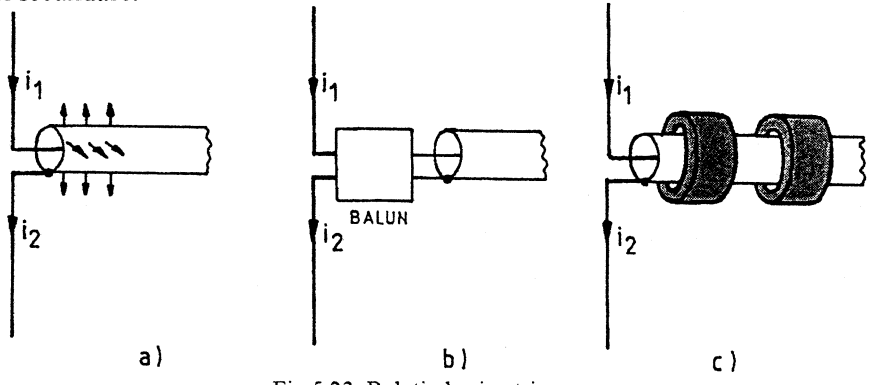


Fig.5.23. Relativ la simetrizare:
a – nesimetrie; *b* – poziţia unui „BALUN"; *c* – BALUN realizat cu manşete de ferită

În scopul eliminării disimetriei între antenă şi cablul coaxial se introduce, ca în fig.5.23, *b*, un dispozitiv de *simetrizare* numit „BALUN", prescurtare din limba engleză a cuvintelor BALanced to UNbalanced. În fig.5.23, *c* se arată că dispozitivul constă din două manşete toroidale de ferită. Curentul care excită manşoanele de ferită este diferenţa $i_1 - i_2 = i_e$. Dacă curentul de excitaţie $i_e = 0$, manşoanele de ferită nu exercită nici o reacţie asupra curenţilor i_1 şi i_2 din cablul coaxial. Dacă $i_e \neq 0$, se produce reacţia manşoanelor de ferită, în sensul că ele devin acum miezuri magnetice ale unor bobine şi deci oferă o reactanţă în calea curentului $i_e = i_1 - i_2$.

Un alt dispozitiv de simetrizare este prezentat în fig.5.24. Pe miez toroidal de ferită sunt plasate înfăşurările L_1, L_2, L_3. Înfăşurările L_1 şi L_2 sunt bobinate în acelaşi sens, dar curenţii care le parcurg sunt de sensuri diferite. Dacă i_1 şi i_2 sunt egali, fluxul magnetic de excitaţie este nul. Dar cum s-a arătat $i_1 \neq i_2$ şi deci miezul feritei toroidale va fi parcurs de un flux magnetic care excită înfăşurarea L_3 în care se produce o tensiune corespunzătoare [75].

Antena de emisie scurtă (monopol). Energia de conducţie electromagnetică alimentează antena prin intermediul unui cablu coaxial cu impedanţa caracteristică Z_c. În reprezentarea schematică, antena cuprinde:

L_a – inductivitatea antenei;

R_r – rezistenţa de radiaţie;

R_p – rezistenţa de pierderi Joule;

C_a – capacitatea antenei faţă de pământ.

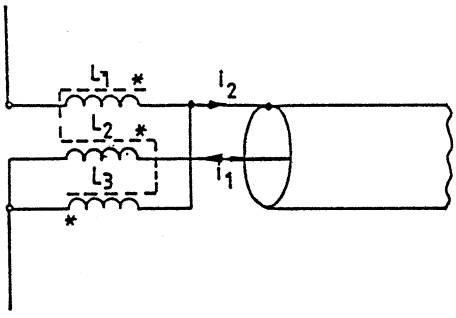


Fig.5.24. BALUN realizat cu inductivităţi pe un tor de ferită

Impedanţa antenei văzută dinspre cablul coaxial diferă de impedanţa cablului coaxial $\underline{Z}_c$. Pentru a elimina reflexia care s-ar produce la schimbarea impedanţei caracteristice, între cablul coaxial şi antenă se introduce un *adaptor* format din capacitatea C_s şi inductivitatea L_s, ca în fig.5.25.

Teoretic, condiţia de adaptare se scrie:

$$\frac{1}{\underline{Z}_c} = j\omega C_s + \frac{1}{j\omega(L_a + L_s) + \frac{1}{j\omega C_a} + R_r + R_p} \tag{5.130}$$

Impedanţa cablului $\underline{Z}_c$ este de natură rezistivă, iar partea imaginară a impedanţei este nulă. Din aceste două condiţii rezultă valori pentru L_s şi C_s [40].

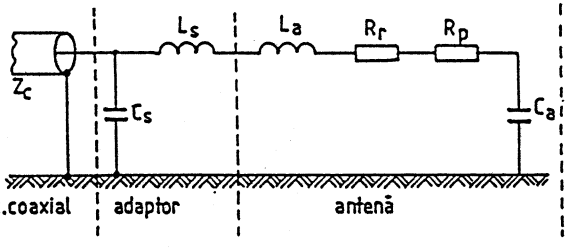


Fig.5.25. Schema de principiu privind adaptarea cablu coaxial-antenă

Cuplorul direcţional (v. şi § 4.5.3). Adaptarea între impedanţa cablului coaxial şi impedanţa antenei se testează cu ajutorul unui senzor de putere dublu direcţional, numit şi *reflectometru* [40, 78], astfel încât să poată măsura atât puterea directă, cât şi puterea reflectată. În fig.5.26 este prezentată schema bloc a complexului de măsurare. Reflectometrul *2*, numit şi cuplor direcţional, este plasat între sursa de înaltă frecvenţă *1* şi adaptorul *3*. Cu aparatul de măsurat *5* se măsoară atât puterea incidentă P_i, cât şi puterea reflectată P_r. În cazul lipsei de adaptare între sursa *1* şi antena *4*, adică dacă adaptorul *3* nu este potrivit, puterea reflectată P_r va fi detectată.

Puterea transmisă P_t receptorului (antenă, amplificator) este diferenţa între puterea incidentă P_i şi puterea reflectată P_r, adică:

$$P_t = P_i - P_r \tag{5.131}$$

Cu ajutorul cuplorului direcţional se măsoară şi puterea directă, dar şi SWR (Stading Wave Ratio), ca şi factorul de reflexie R_1. În § 8.6.3 se arată care este dependenţa între SWR şi factorul de reflexie R_1. Cu toate că în acest paragraf se

tratează unda plană, iar în fig.5.24 se face referire la transmisie pe o linie considerată lungă, relația între SWR şi R_1 se conservă:

$$R_1 = \frac{SWR - 1}{SWR + 1} \tag{5.132}$$

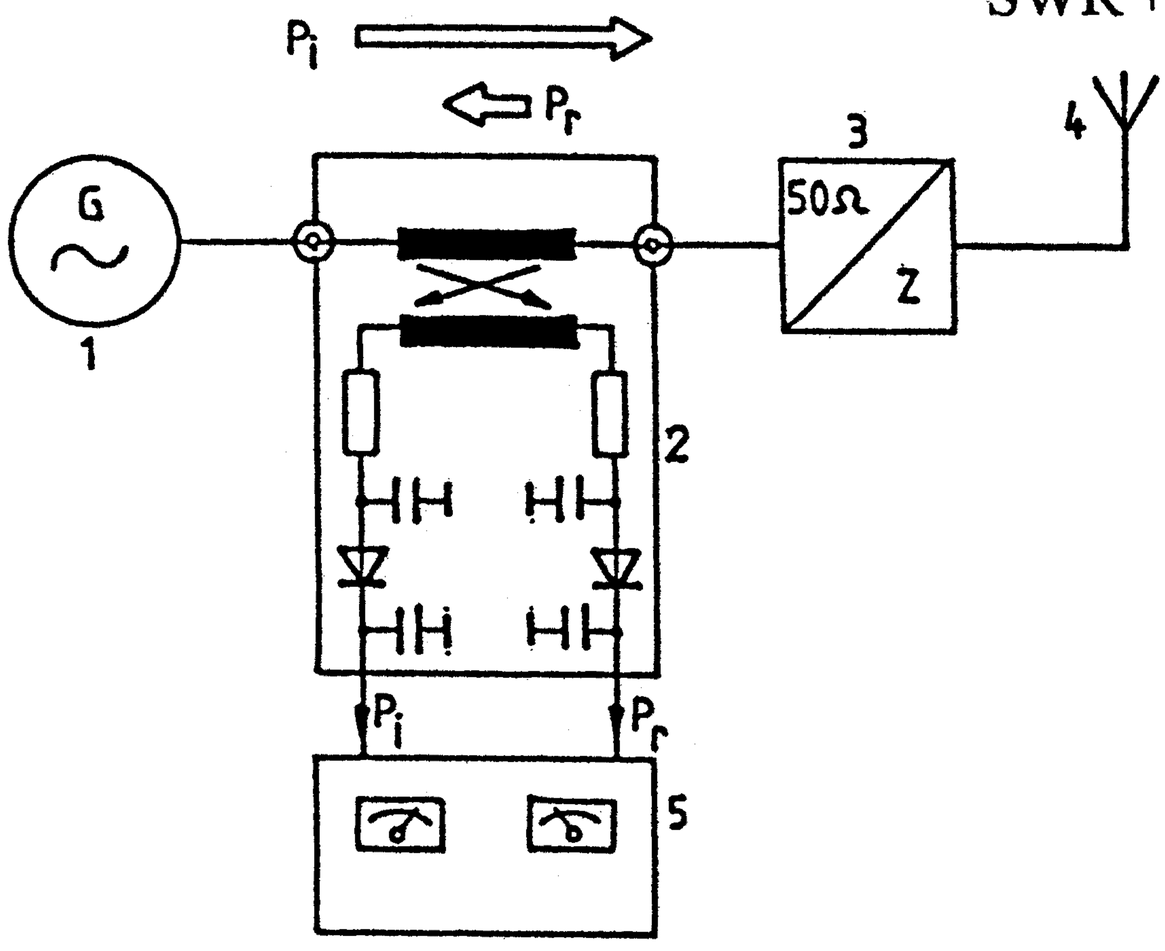


Fig.5.26. Inserţia reflectometrului între sursa de IF şi adaptor:
1 – sursă de IF; *2* – reflectometru; *3* – adaptor; *4* – antenă; *5* – aparat de măsurat

Condiția unei măsurări de acuratețe este că impedanța proprie a reflectometrului să nu producă reflexii pe linia de alimentare.

5.4.5. ETALONAREA ANTENEI

Această operație se poate efectua în „putere" sau în „câmp electric".

Etalonarea în putere. În acest caz se urmăreşte să se determine ceea ce se numeşte câştigul practic G_p al unei antene, definit ca raportul între puterea recepționată P_{rec} pe impedanța nominală (50 Ω) a antenei şi puterea teoretică P_{teor} recepționată de o antenă de referință orientată optim în câmp omogen şi fără pierderi:

$$G_p = \frac{P_{rec}}{P_{teor}};\ g_p = 10\log\frac{P_{rec}}{P_{teor}}\ [\text{dB}] \tag{5.133}$$

Determinarea câştigului practic se efectuează, conform normelor DIN 45003 [77], cu ajutorul a două antene identice, pe baza teoremei reciprocității, după cum urmează:

* Se măsoară atenuarea de propagare a_p între cele două antene identice (una de emisie şi alta de recepție).

* Se calculează atenuarea teoretică a_t în cazul radiatorului izotrop, cu ajutorul relației (5.122).

Dependența între a_p, g_p şi a_t este:

$$a_p = \left[20\log\frac{4\pi r}{\lambda} - 2g_p\right] \quad [\text{dB}] \tag{5.134}$$

relație din care se scoate expresia câştigului practic [77]:

$$g_p = \left[10\log\frac{4\pi r}{\lambda} - \frac{a_p}{2}\right] \quad [\text{dB}] \tag{5.135}$$

În fig.5.27 se prezintă schema electrică a instalaţiei cu ajutorul căreia se măsoară atenuarea de propagare a_p. Antenele *1* şi *2* sunt identice. Distanţa *r* între antene satisface condiţia:

$$r > 4W^2 / \lambda \qquad (5.136)$$

unde *W* este cea mai mare dimensiune lineară a unei antene, iar λ este lungimea de undă. Înălţimea *h* a antenei faţă de sol va fi $h > 2\lambda$, pentru a se neglija influenţa solului. Conexiunile vor respecta condiţia $l_1 + l_2 = l_3 + l_4$. Atenuatorul *D* este evaluat în valori absolute şi se reglează până când receptorul *R* va indica aceeaşi diviziune în ambele poziţii. Atenuarea a_t este citită direct pe atenuator.

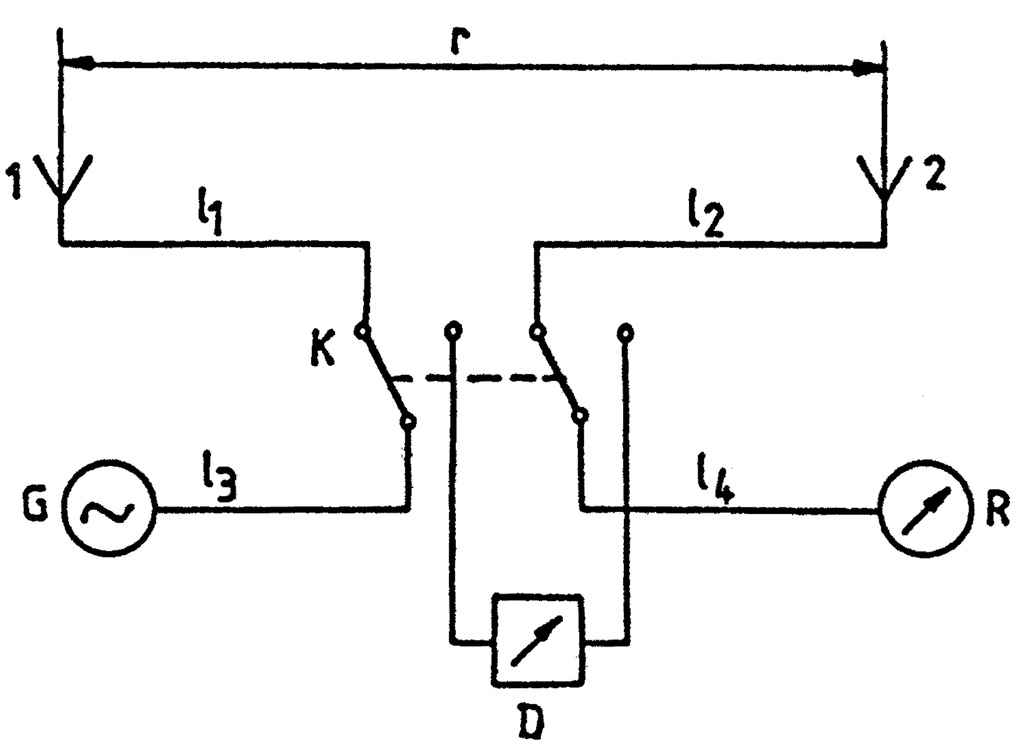


Fig.5.27. Relativ la etalonarea antenelor

Dependenţa între câştigul practic G_p şi factorul de conversie al antenei F_c este dată [75] de relaţia:

$$F_c = \frac{9{,}73}{\lambda G_p} \qquad (5.137)$$

Antenele folosite în tehnica CEM sunt etalonate „în câmp electric". O diagramă a factorului de conversie este prezentată în fig.5.14.

5.4.6. ANTENA ACTIVĂ

Semnalul captat de o antenă (măsurat în mV) poate fi relativ slab şi de aceea, pentru a putea fi detectat, se folosesc amplificatoare. La prima vedere s-ar putea crede că cu cât amplificarea este mai puternică, cu atât mai mult facilitează receptarea semnalelor slabe. Acest aspect nu se confirmă din cauza apariţiei zgomotelor şi distorsiunilor în lanţul de amplificare. Se definesc următoarele tipuri de zgomote şi distorsiuni:

a) *Zgomotul rezistiv* sau *zgomotul alb* este produs în orice rezistenţă parcursă de curent şi este datorat deplasării purtătorilor de sarcină liberi. Acest zgomot depinde de temperatura la care se află rezistenţa.

b) *Zgomotul circuitului* se produce în rezistenţele electrice ale circuitelor în cazul funcţionării la frecvenţa de rezonanţă.

c) *Zgomotul antenei* se compune din zgomotul produs de rezistenţa de radiaţie[1], de pierderi şi din *zgomotul galactic*, captat de antenă din mediul ambiant.

d) *Zgomotul tranzistorului, separat sau inclus în circuitele integrate*, este funcţie de structura tranzistorului (bipolar, FET, MOSFET) şi de rezistenţa internă a sursei [86].

---

[1] La o antenă de recepţie în sarcină, antena este parcursă de curent electric.

Pentru un cuadripol se defineşte *factorul de zgomot F* (noise figure), cu relaţia:

$$F = \frac{|S/N| \text{ la intrare}}{|S/N| \text{ la ieşire}} \tag{5.138}$$

unde S este nivelul semnalului şi N este nivelul zgomotului. Factorul de zgomot F indică în ce măsură cuadripolul a deteriorat raportul S/N. Factorul de zgomot F este, pentru un cuadripol, supraunitar pentru că raportul S/N la ieşire este mai mic decât raportul S/N la intrare, deoarece intervine zgomotul propriu al cuadripolului. Un factor de zgomot unitar este ideal pentru orice cuadripol.

O antenă de recepţie este „scurtă", în sensul că lungimea mecanică l_m este sensibil mai mică decât $\lambda/4$ la antena monopol sau $2 \times (\lambda/4)$ la antena dipol cu captarea semnalului la mijloc.

Prin reducerea lungimii antenei se reduce zgomotul galactic captat şi zgomotul antenei, dar în acelaşi timp se reduce şi nivelul semnalului captat, astfel încât distanţa între nivelul semnalului util şi nivelul zgomotului la structura antenei se conservă (vezi § 1.2).

La o antenă pasivă scurtă este necesar să se folosească un transformator de impedanţă pentru a se adapta impedanţa antenei cu cea a cablului coaxial şi în plus este necesar să se folosească un amplificator puternic (cu zgomot propriu important), pentru a pune în evidenţă semnalul slab al antenei.

La o antenă activă se foloseşte un amplificator local caracterizat prin:

a) Impedanţă mare de intrare. Antena, practic, funcţionează în gol şi deci se reduce zgomotul antenei; în plus, se elimină adaptorul antenă-cablu folosit la antena pasivă.

b) Amplificarea în două etaje, din care primul etaj serveşte ca transformator de impedanţă cu un tranzistor FET (cu zgomot mai mic decât MOSFET) şi un al doilea etaj contratimp (push-pull), cu tranzistori complementari.

Antena activă necesită o alimentare, necesară funcţionării tranzistoarelor, de 12 V din bateria locală, sau o alimentare prin cablu coaxial.

În esenţă, prin folosirea antenei active se urmăreşte să se minimizeze factorul de zgomot global şi în acelaşi timp să se mărească banda de frecvenţă captată de antenă. Astfel firma Rode & Schwarz construieşte antene dipol pentru banda de frecvenţă 20–500 MHz şi 200–1000 MHz. Scheme electronice pentru amplificatorul antenei active sunt date în lucrările [86] şi [90].

6 SENZORI PENTRU MĂRIMI DE TIP u

Pentru a măsura tensiuni electrice, în tehnica CEM, în cazul în care tensiunea măsurată este mai mare decât tensiunea acceptată la intrarea în aparatul electronic, se folosesc senzori care în mod uzual se numesc *divizoare de tensiune*. Prin construcția lor, se urmăreşte ca timpul de răspuns intrinsec şi timpul de creştere să aibă valori cât mai reduse. Conexiunea între senzor (divizor de tensiune) şi aparatul electronic se realizează, în mod normal, cu ajutorul unui cablu coaxial. Având în vedere impedanța cablului (50 sau 75 Ω), capacitatea proprie a acestui cablu şi impedanța de intrare (1 MΩ) în aparatul de măsurat, este necesar ca prin măsuri tehnice să se elimine fenomenele de reflexie la schimbarea de impedanță. În fig.6.1 sunt date principalele scheme electrice ale divizoarelor de tensiune, cu adaptările necesare la folosirea cablului coaxial între divizor şi aparatul electronic, după cum urmează [15]:

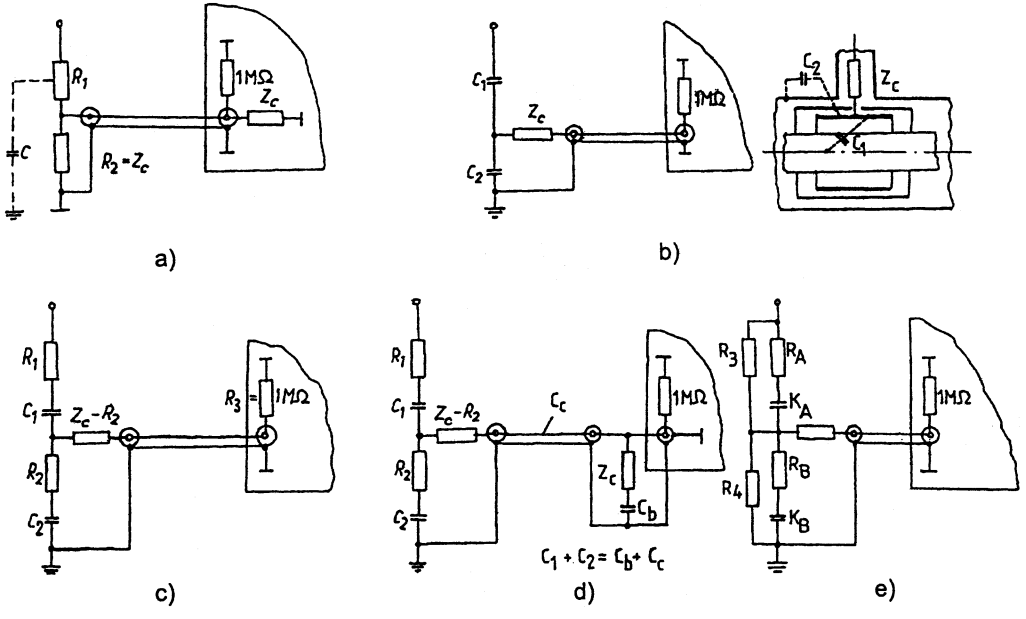


Fig.6.1. Adaptarea divizoarelor de tensiune:
a – divizorul rezistiv; *b* – divizorul capacitiv; *c* – divizorul mixt RC serie necompensat; *d* – divizorul RC serie compensat; *e* – divizorul universal

6.1. DIVIZORUL REZISTIV

Se consideră şi capacitatea parazită C a divizorului față de pământ. Adaptarea cablului coaxial la extremitatea spre aparatul electronic se face cu o rezistență neinductivă egală cu impedanța caracteristică Z_c a cablului coaxial. Răspunsul u la excitația treaptă de tensiune U este de forma:

$$u = U\frac{Z_c/2}{R_1 + Z_c/2}\left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \exp\left(\frac{n^2\pi^2 t}{RC}\right)\right] \tag{6.1}$$

unde $R = R_1 + Z_c/2$.

Rezistențele electrice folosite în construcția divizorului sunt cu inductivitate minimală. O descriere funcțională a cablului coaxial este dată în § 2.7.

6.2. DIVIZORUL CAPACITIV

În vederea reducerii inductivităților parazite, divizorul se execută într-o structură coaxială, ca în secțiunea longitudinală din fig.6.1, *b*. Acest divizor nu sesizează componentele de curent continuu ale tensiunii măsurate, din cauza rezistenței de intrare (1 MΩ) la intrarea în aparatul de măsurat electronic, rezistență care şuntează capacitatea C_2. Pentru că adaptarea nu se poate face la extremitatea spre aparatul de măsurat electronic, această adaptare se efectuează cu impedanța Z_c, aşezată la plecare. Cablul coaxial, privit de la extermitatea spre aparat, la fenomene rapide, se consideră terminat cu impedanța caracteristică. Răspunsul la excitația treaptă are expresia:

$$u = U\frac{C_1}{C_1 + C_2}\exp\left(-\frac{t}{R(C_1 + C_2)}\right) \tag{6.2}$$

unde $R = R_1 + R_2 \approx R_1$, cu $R_1 = 1$ MΩ şi $R_2 = Z_c = 50$ Ω.

6.3. DIVIZORUL MIXT SERIE R-C

Pentru tensiuni înalte, divizorul pur capacitiv nu se poate construi în execuție coaxială şi de aceea este necesar să se introducă rezistențe de amortizare atât în brațul de înaltă tensiune (R_1), cât şi în cel de joasă tensiune (R_2). Adaptarea se face la intrarea

în cablul coaxial cu rezistența Z_c–R_2 pentru ca, privit de la ieșire, să se vadă, în cazul fenomenelor rapide, impedanța Z_c. Răspunsul la excitație treaptă este de forma:

$$u = \alpha U e^{-\delta t}\left[\cosh \omega_e t + \left(\frac{1}{\omega_e \tau_2} - \frac{\delta}{\omega_e}\right)\sinh \omega_e t\right] \tag{6.3}$$

cu notațiile:

$$\alpha = \frac{R_2 R_3}{R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_1 R_3}$$

$$\delta = \frac{C_1 R_1 + C_2 R_2 + C_2 R_3 + C_1 R_3}{2 C_1 C_2 (R_1 R_2 + R_1 R_3 + R_2 R_3)}$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{C_1 C_2 (R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_1 R_3)}$$

$$\omega_e = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}\,;\ \tau_2 = R_2 C_2.$$

Divizorul mixt serie R-C este acordat, adică $R_1C_1 = R_2C_2$ şi $\tau_1 = \tau_2$.

6.4. DIVIZORUL MIXT SERIE R-C CU CABLU COAXIAL LUNG

În acest caz este necesar să se țină seama de capacitatea proprie C_c a cablului coaxial şi să se realizeze adaptarea la extremitatea spre aparatul electronic astfel ca:

$$C_1 + C_2 = C_b + C_c \tag{6.4}$$

6.5. DIVIZORUL UNIVERSAL

Prin conectarea rezistențelor R_3 în paralel pe brațul de înaltă tensiune şi R_4 pe brațul de joasă tensiune, divizorul devine apt pentru măsurarea şi a componentelor continue de tensiune. Dacă divizorul are o structură omogenă pe toată lungimea l, răspunsul la excitația treaptă la cota x este de forma:

$$u = U\frac{x}{l}\left[1 + \frac{2R_1K_2}{R_2C}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{-n}\pi^2 n^2 e^{-at}\left(\cosh bt + \frac{b}{a}\sinh bt\right)\right] \tag{6.5}$$

cu notațiile:

$C = C_0 l$, capacitatea parazită față de pământ

$R_1 = R_{01} l = R_3 + R_4$, rezistența paralel totală

$R_2 = R_{02} l = R_A + R_B$, rezistența serie totală

$K_2 = K/l = K_A K_B/(K_A + K_B)$, capacitatea serie totală.

$$a = \frac{n^2\pi^2}{2R_2C};\ b = \sqrt{\left(\frac{n^2\pi^2}{2R_2C}\right)^2 - \frac{n^2\pi^2}{R_1R_2CK_2}}$$

Tratamentul de adaptare al divizorului universal este identic cu cel al divizorului mixt serie.

Notă. Prezentarea comportării divizoarelor de tensiune este detaliată în lucrarea [15]. Pentru eliminarea interferenţelor care ar proveni din legarea la pământ a unei instalaţii în două sau mai multe puncte se recomandă:

a) Izolarea faţă de pământ a aparatului electronic de măsurare. Acesta primeşte potenţialul pământului prin ecranul activ al cablului coaxial, ca în fig.2.14.

b) Folosirea cabinei ecranate şi a celui de al doilea ecran al cablului coaxial, ca în fig.4.12 şi § 8.1.

7 SENZORI PENTRU MĂRIMI DE TIP i

La măsurarea intensității curenților cu variații rapide, sau la detectarea apariției unui curent într-un circuit, în tehnica CEM se folosesc senzori cu proprietăți de natură să evite cuplaje inductive, galvanice, capacitive, de radiație. În această categorie de senzori, în funcție de decuplarea urmărită, sunt cuprinse următoarele tipuri constructive:

* șuntul coaxial;
* senzorul (sonda) Hall;
* cordonul Rogowski;
* transformatorul de curent continuu.

Notă. Folosirea transformatorului de curent cu efect magnetoscopic (Faraday) a pierdut din importanță o dată cu apariția liniei optoelectrice (tratată la § 2.5.2).

7.1. ȘUNTUL COAXIAL

După cum s-a arătat la § 2.2.2, șuntul coaxial, ca senzor de curent cu variații rapide, oferă o decuplare inductivă a buclei în care este introdus aparatul electronic de măsurare. Pentru a aprecia calitatea unui șunt coaxial este necesar să se determine funcția indicială și timpul de răspuns la trecerea excitației treaptă de curent I prin șunt. În acest scop se scriu [14, 15] ecuațiile lui Maxwell, transformate în ecuațiile lui Helmholtz, în coordonate cilindrice:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial H}{\partial r}-\frac{H}{r^2}=\sigma\mu\frac{\partial H}{\partial t} \tag{7.1}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial E}{\partial r}=\sigma\mu\frac{\partial E}{\partial t} \tag{7.2}$$

și se calculează funcția indicială, care are expresia:

$$f(t)=1+2\sum_{k=1}^{\infty}(-1)^k\,\mathrm{e}^{-\frac{t}{T_k}};\quad T_k=\frac{\sigma\mu\delta^2}{\pi^2k^2} \tag{7.3}$$

şi apoi timpul de răspuns:

$$T_r = \int_0^{\infty} [1 - f(t)]\,\mathrm{d}t = \frac{\sigma\mu\delta^2}{6} \tag{7.4}$$

În relaţiile (7.1)... (7.4), r este raza curentă a tubului rezistiv activ, iar δ este grosimea tubului rezistiv.

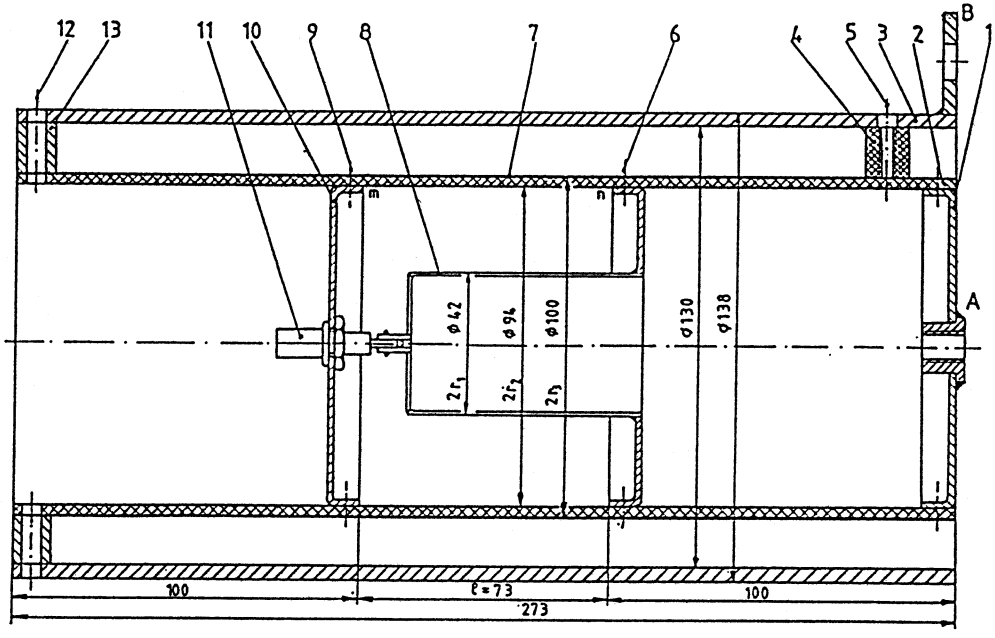


Fig.7.1. Secţiune longitudinală într-un şunt coaxial:
1 – disc cu borna *A*; *2* – şurub de contact; *3* – ecran cu borna *B*; *4* – distanţier izolant; *5* – şurub pentru fixarea distanţierului; *6* – şurub pentru fixarea captatorului la dreapta; *7* – tub textolit + manganină ≠ 0,1 mm; *8* – captator de potenţial; *9* – şurub de contact; *10* – captator de potenţial; *11* – bucşe BNC; *12* – şurub de contact; *13* – distanţier metalic

Examinând relaţia (7.3) se constată că timpul de răspuns depinde de proprietăţile de material, conductivitatea σ şi permeabilitatea μ, ca şi de grosimea δ a tubului rezistiv. Pentru intensităţi mai mari ale curentului este necesar ca grosimea să fie mai mare, pentru a limita o încălzire excesivă, dar în acest caz creşte timpul de răspuns. Pentru a obţine un timp de răspuns mic, chiar la grosimi mai mari ale tubului rezistiv, se procedează la compensarea şuntului coaxial. Tratamente în acest scop sunt prezentate în lucrările [12, 14, 15]. Pentru a evita pătrunderea fluxurilor magnetice externe în interiorul buclei de măsurare, tubul rezistiv *1* (fig.7.1) este introdus într-un ecran de CuE. Efectul protector al acestui ecran a fost tratat la § 4.2.1. Pentru a evita efectul de capăt şi deci pentru a asigura o uniformă repartizare a curentului în zona de măsurare pe lungimea l, între punctele m şi n ce definesc două circumferinţe, tubul rezistiv se continuă cu cape din CuE. Pentru a evita fenomene de reflexie la captarea semnalelor între punctele m şi n, este necesar ca impedanţa internă a şuntului,

determinată de diametrele $2r_1$ şi $2r_3$, să fie egală cu impedanţa cablului coaxial *4*. În *Anexa 11.2* este dat un algoritm pentru calculul şuntului coaxial, corespunzător schiţei din fig.7.1.

Şuntul coaxial este folosit în staţiile de încercare a capacităţii de comutaţie a aparatelor electrice şi în special la încercările sintetice, unde se cere o bandă de frecvenţă până la 5 MHz. În fig.7.2 se prezintă schema electrică de bază, folosită la înregistrarea tensiunii de arc electric, a tensiunii de restabilire la deconectarea unui întreruptor de putere, precum şi la măsurarea curentului postarc care apare după o întrerupere reuşită. Pentru măsurarea tensiunii de arc electric, în vederea eliminării interferenţei datorate tensiunii induse în bucla de măsurare formată de un singur divizor de tensiune şi conturul de închidere a circuitului de curent intens, se foloseşte un montaj diferenţial [13]. Divizorul de tensiune DT_1, conectat la borna *1* a întreruptorului, pe durata arcului electric, măsoară tensiunea:

$$u_1 = k\left(u_a + \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}\right) \tag{7.5}$$

unde u_a este tensiunea arcului electric, iar $\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}t$ este tensiunea indusă în bucla de măsurare. Divizorul *2*, legat la borna *2*, măsoară tensiunea:

$$u_2 = k\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t} \tag{7.6}$$

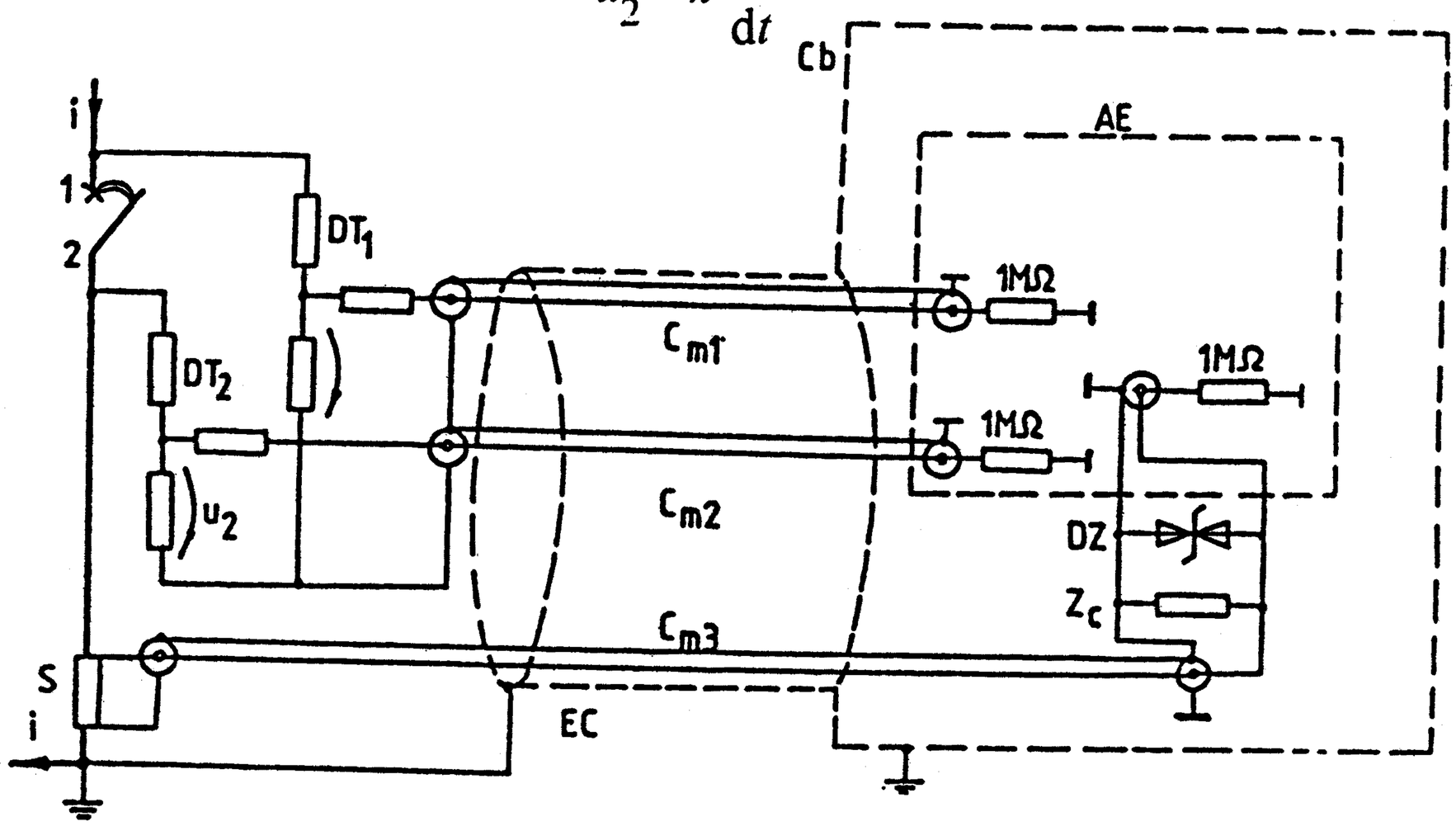


Fig.7.2. Ecranare şi legare la pământ la încercarea unui întreruptor de putere

Aparatul electronic diferenţial măsoară diferenţa:

$$u_1 - u_2 = k\,u_a \tag{7.7}$$

unde k este raportul de reducere al divizoarelor DT_1 şi DT_2 de construcţie identică. În prealabil se stabileşte un aranjament geometric convenabil astfel ca la trecerea unui curent alternativ prin întreruptorul X, în starea închis, tensiunea măsurată $u_1 - u_2$ să fie nulă. Cablurile de măsurare C_{m1} şi C_{m2} sunt introduse într-un ecran comun EC conectat la pământ la borna de pământ a şuntului coaxial şi la cabina ecranată, conectată la pământ. Aparatul electronic de măsurare AE este izolat faţă de cabina ecranată CM si

primeşte potenţialul pământului prin ecranul cablului C_{m3}. Acest potenţial este imprimat şi extremităţilor divizoarelor de tensiune DT_1 şi DT_2, care nu sunt legate direct la pământ.

7.2. SENZORUL (SONDA) HALL

Senzorul Hall oferă posibilitatea măsurării curentului continuu de mare intensitate până, de exemplu, la 10 kA, cu separare galvanică faţă de conductorul parcurs de curent, conductor care se poate afla la potenţial înalt faţă de pământ. La măsurarea curentului continuu senzorul se află în întrefierul unui concentrator de câmp magnetic, sub forma unui cadru, prin golul căruia trece bara parcursă de curent. Tensiunea Hall este de forma [43]:

$$U_H = k B I_e \tag{7.8}$$

unde s-a notat

B – inducţia magnetică, componenta perpendiculară pe suprafaţa senzorului;

I_e – curentul de excitaţie al sondei;

$k = f(T, B)$ – factor de proporţionalitate, care este influenţat de temperatura T şi de inducţia magnetică.

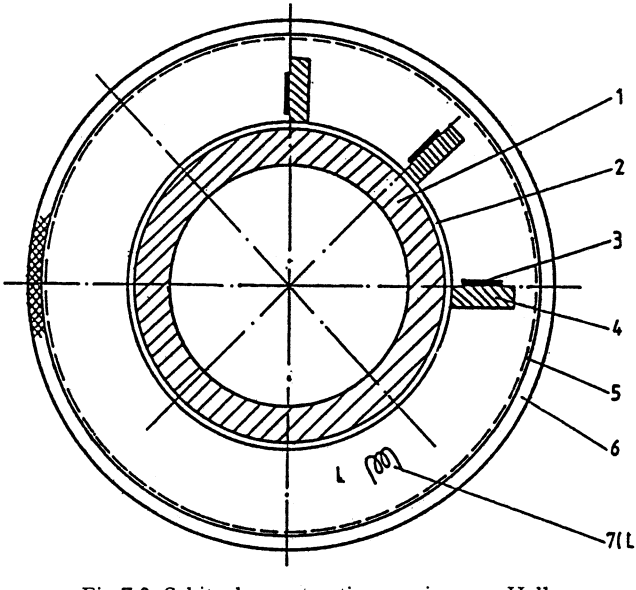


Fig.7.3. Schiţa de construcţie a unui senzor Hall:
1 – conductor parcurs de curent; *2*, *6* – izolaţie; *3* – sonda Hall; *4* – ferită; *5* – ecran electrostatic; *7* – bobină de compensare

Măsurarea curenţilor mici, de ordinul 1 A, cum este curentul postarc ce apare la încercarea întreruptoarelor de putere, necesită o tratare de acurateţe [42], după cum urmează:

a) Utilizarea unui senzor de mare sensibilitate, de exemplu 250 μV/(10^{-4}T), cu o construcţie internă care să ofere o inductivitate redusă.

b) Utilizarea concentratorilor de câmp magnetic de tip ferită de mare permeabilitate, cu forţă coercitivă redusă. Folosirea feritei în locul feroaliajelor moi elimină formarea curenţilor turbionari, în cazul măsurării curenţilor de frecvenţă ridicată, spre exemplu 1... 3 MHz.

c) Folosirea unui număr relativ mare de senzori, a căror tensiune Hall să se însumeze.

În fig.7.3 este schițată [4.2] construcția unui senzor echipat cu mai multe sonde Hall, folosit la măsurarea curenților mici (postarc). Construcția se urmăreşte pe legenda figurii. La bornele L_c se culege o tensiune indusă U_{LC}, proporțională cu valoarea de vârf a curentului măsurat. Această tensiune va compensa tensiunile induse în sondele Hall şi conexiúnile acestora. Bobina L_c este orientabilă în câmpul magnetic produs de curentul care parcurge conductorul *l*.

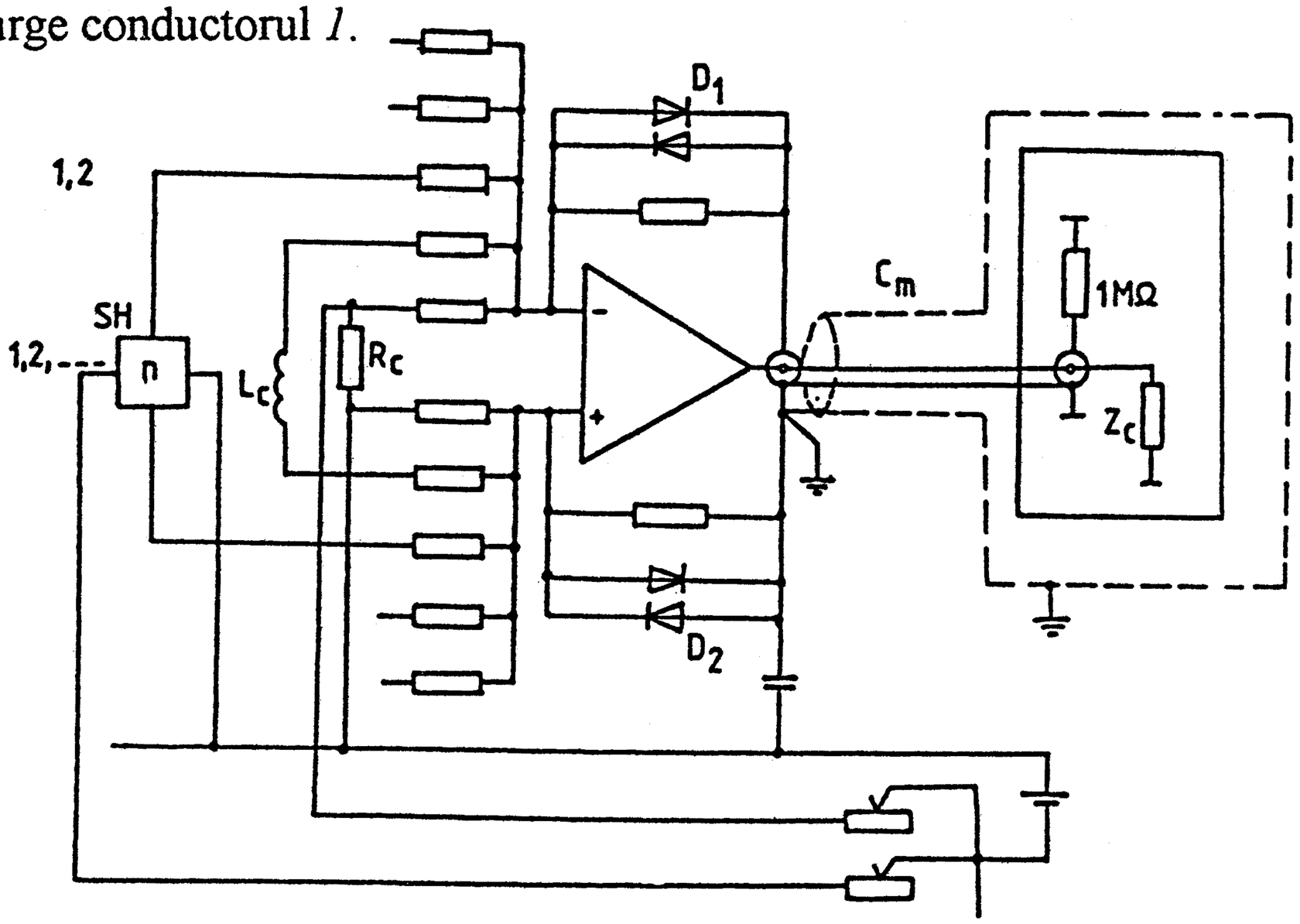


Fig.7.4. Schema electrică de principiu a dispozitivului de măsurare a curentului cu senzor Hall:
SH – sonda Hall; L_c, R_C sistem de compensare; D_1, D_2 diode de limitare a semnalului de ieşire

În fig.7.4 este schițată schema electrică a senzorului cu conexiunea la aparatul de măsurat electric. În esență, senzorul constă dintr-un amplificator operațional sumator care însumează şi preamplifică tensiunile Hall provenind de la *n* sonde. În acelaşi timp, prin conexiunile şi impedanțele de intrare şi reacție, amplificatorul operațional are şi funcția de convertor de impedanță. Impedanța de ieşire normală, de sute de ohmi, este redusă la 10^{-1}... 10^{-2} Ω. Datorată diodelor D_1, D_2 amplitudinea semnalului de ieşire este redusă la aproximativ 1 V, ceea ce permite trecerea unui precurent de câteva zeci de kA, fără ca sistemul de măsurare să sufere o avarie.

7.3. CORDONUL ROGOWSKI

Cordonul Rogowski este un senzor de curent care oferă o separare galvanică față de circuitul parcurs de curentul intens. Principiul de funcționare este cunoscut din

lucrările clasice de electrotehnică [20]. Cordonul Rogowski este de fapt, împreună cu sistemul de excitație, un transformator fără miez magnetic şi, ca urmare, este utilizat pentru a măsura curenți variabili sau pentru a detecta apariția unui curent într-un circuit. Un asemenea senzor de curent poate fi construit în două variante, ca în fig.7.5.

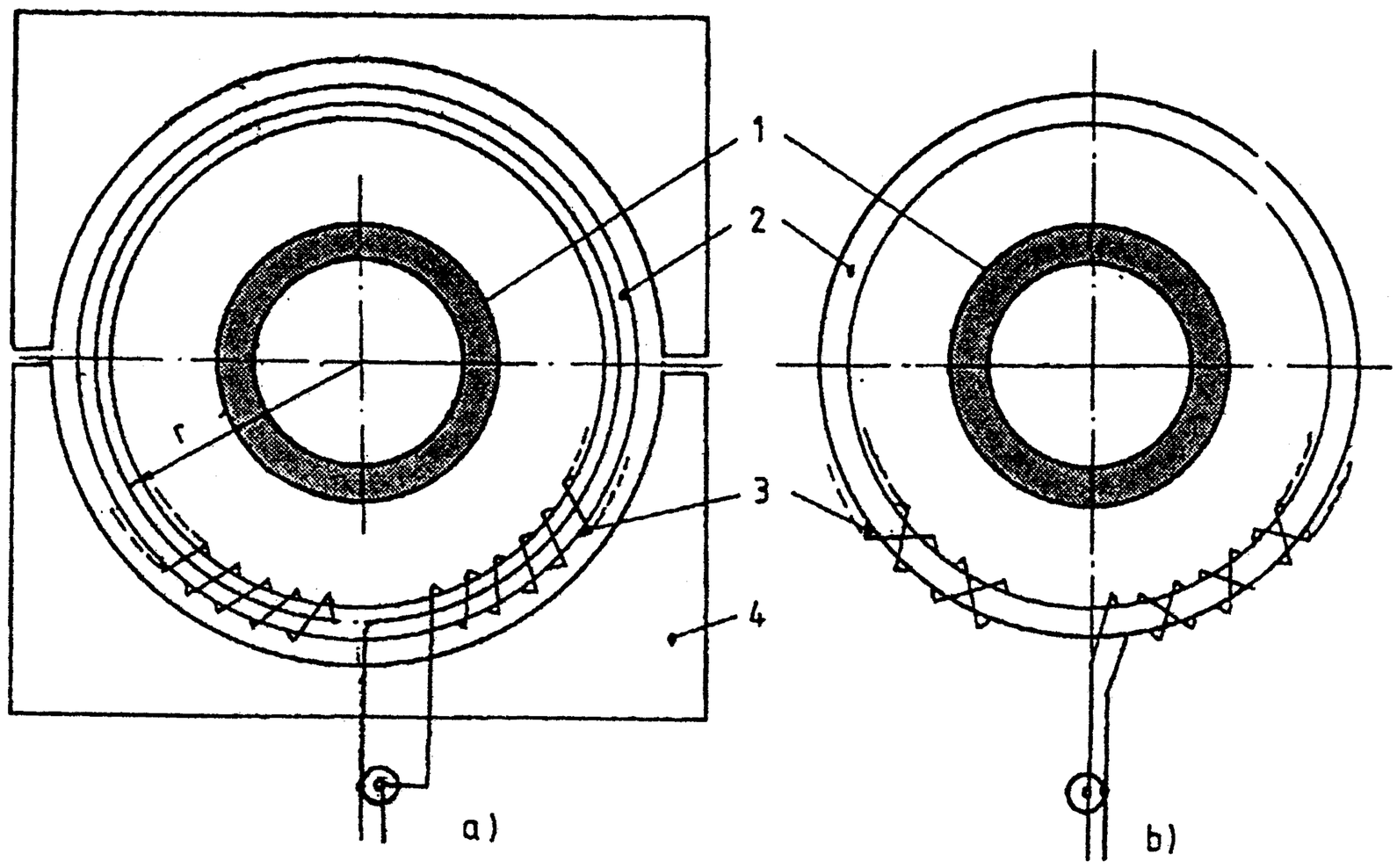


Fig.7.5. Senzor de curent funcționând după principiul cordonului Rogowski:
a – înfăşurare cu întoarcere prin axul bobinajului; *b* – înfăşurare dus-întors;
1 – conductor parcurs de curentul măsurat; *2* – suport flexibil; *3* – bobinaj;
4 – ecran

În varianta *a* întoarcerea conductorului de bobinaj se face prin axa bobinei, realizată pe un suport flexibil *2*. În varianta *b* bobinajul *3* de întoarcere se realizează intercalat (sau suprapus) peste cel de ducere. Senzorul este introdus într-un ecran metalic secționat *4*, pentru evitarea curenților turbionari. Pentru o construcție îngrijită (bobinaj uniform, aşezare centrică), tensiunea captată este de forma:

$$e = -N\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t} \quad \text{cu} \quad \phi = \hat{\phi}\cos\omega t \tag{7.9}$$

$$e = N\omega \sin\omega t \int_A \hat{B}\,\mathrm{d}A \tag{7.10}$$

Dacă aria torului pe care se află înfăşurarea este relativ mică, iar dimensiunea liniară este sensibil mai mică decât raza torului, se poate aproxima că în întreaga arie A există aceeaşi inducție B, iar relația (7.10), cu $\hat{B} \approx \mu_0 \hat{I} / (2\pi r)$, pentru regim cvasistaționar devine:

$$e \approx N\omega\, \hat{B}A \sin\omega t = k\, \hat{I} \sin\omega t \tag{7.11}$$

Senzorul de tip cordon Roogowki este folosit în stațiile de încercări de mare putere, având avantajul de a nu suferi o încălzire sensibilă, datorată trecerii prin conductorul principal a curentului de scurtcircuit.

În fig.7.6 se arată poziția unui asemenea senzor într-o stație de încercări de mare putere. În stațiile de încercări sintetice, cordonul Rogowski este folosit ca senzor de inițiere a curentului, având în vedere că detectează panta curentului $di/dt \sim d\phi/dt$. Poate fi folosit și cu un integrator în aval, după ce cablul coaxial s-a adaptat cu impedanța caracteristică [48].

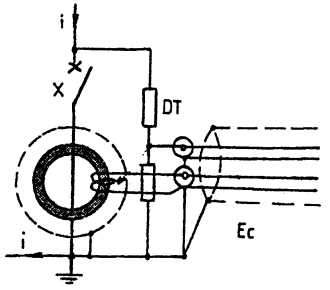


Fig.7.6. Poziția senzorului Rogowski într-o stație de încercări de mare putere: *X* – întreruptorul încercat; *S* – senzor; *DT* – divizor de tensiune; *EC* – ecran comun

7.4. TRANSFORMATORUL DE CURENT CONTINUU

Existența unor materiale magnetice moi, de tipul Mumetall, Permaloy, care se saturează la o intensitate mică a câmpului magnetic, face posibilă realizarea unui „transformator de curent continuu", care asigură măsurarea curentului continuu cu decuplare galvanică, adică cu izolare față de circuitul parcurs de curentul care se măsoară.

7.4.1. MODULATORUL MAGNETIC

În fig.7.7, *a* este dată schema de bază a modulatorului magnetic. Pe un miez toroidal feromagnetic *T* sunt plasate:

* Bobina B_1, cu solenația N_1I_1, parcursă de curentul I_1 care se măsoară. Solenația N_1I_1 plasează punctul de funcționare pe caracteristica $\phi = f(Ni)$ în punctul *P*, deci în zona saturată (fig.7.7, *b*).

* Bobina B_2, alimentată de la sursa de tensiune sinusoidală $u_2 = \hat{U}_2 \sin \omega t$.

Se urmărește ca i_2, curentul din bobina B_2, să fie constant și să reprezinte o imagine a curentului I_1, care se măsoară. Se examinează situația în care curentul i_2 produce solenația N_2i_2 de semn contrar solenației de premagnetizare $N_1 I_1$. Solenația $N_1I_1 - N_2i_2$ produce în miezul feromagnetic un flux rezultant. Dependența între mărimile u_2, i_2, este de forma:

$$u_2 = \hat{U}_2 \sin \omega t = R_2 i_2 + N \frac{d\phi}{dt} \tag{7.12}$$

Dacă $N_2i_2 < N_1I_1$, pe curba de magnetizare fluxul se menține constant, iar curentul i_2 este dat de relația:

$$i_2 = \frac{\hat{U}_2 \sin \omega t}{R_2} \tag{7.13}$$

şi deci evoluează după o sinusoidă, ca şi curba tensiunii u_2. În momentul în care $N_2\, i_2 = N_1 I_1$, fluxul magnetic începe să diminueze, pe curba de magnetizare se parcurge segmentul *a*, *b* şi deci fluxul magnetic este variabil. În această situație este valabilă relația compensării amperspirelor (ideal cu amperspire rezultante nule):

$$N_1\, I_1 = N_2\, i_2 \tag{7.14}$$

şi deci curentul:

$$i_2 = I_1 \frac{N_1}{N_2} \tag{7.15}$$

este constant şi reprezintă o imagine a curentului I_1. În fig.7.7, *c* sunt reprezentate valorile instantanee ale mărimilor u_2 şi i_2. Cu cât poziția punctului *P* (fig.7.7, *b*) va fi mai aproape, adică $N_1 I_1$ va fi mai mic, iar numărul de spire N_2 mai mare, cu atât valoarea curentului i_2 va fi mai mică, iar curentul i_2 limitat se va apropia, ca alură, de un dreptunghi.

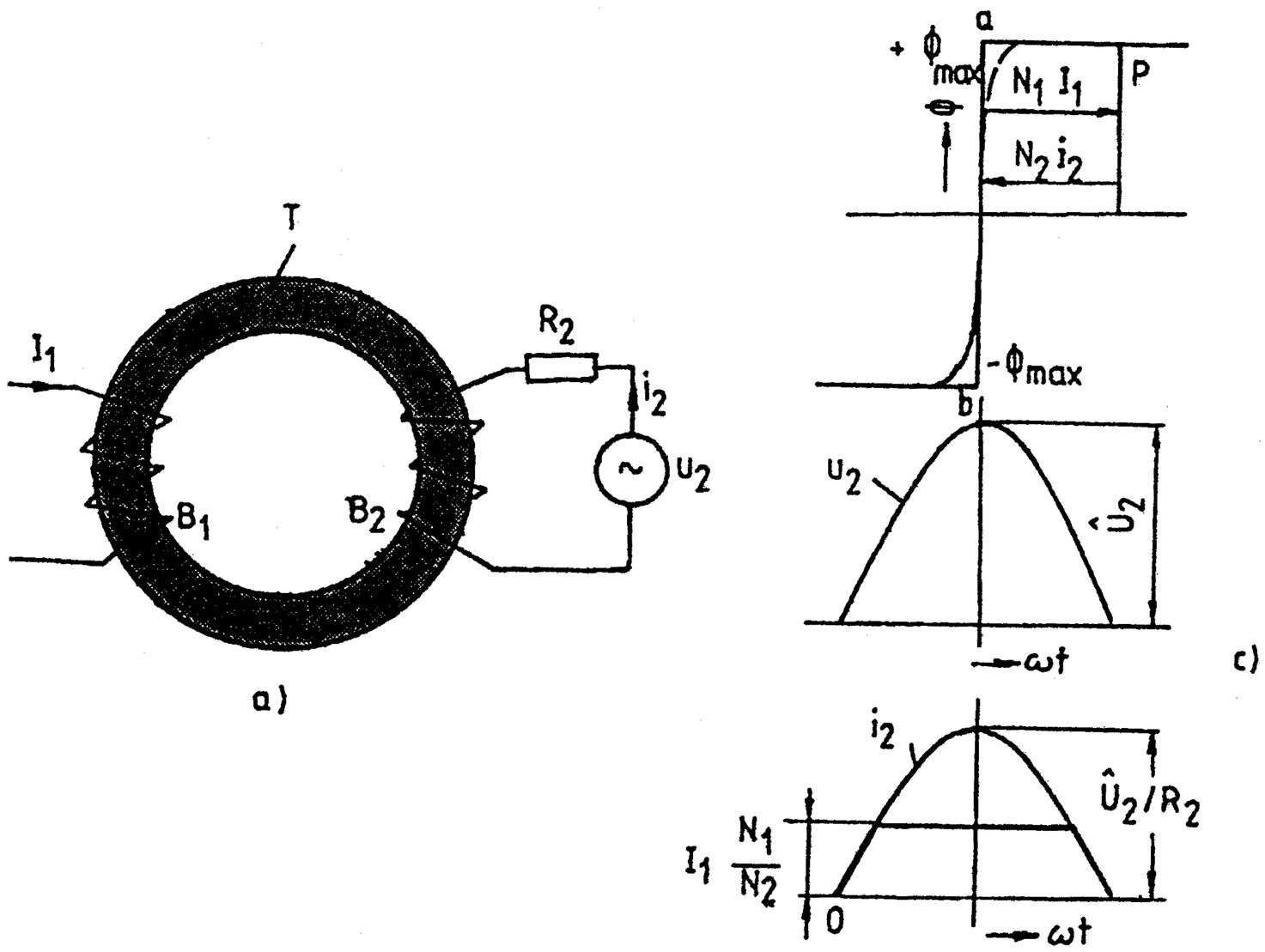


Fig.7.7. Schema de bază a modulatorului magnetic:
a – aranjamentul constructiv; *b* – curba de magnetizare; *c* – diagramele u_2 şi i_2

În fig.7.8, *a* este dată schema „transformatorului de curent continuu“ Krämer [44], care se compune din două toruri identice T_1 şi T_2 străbătute de o bară parcursă de curentul I_1 care se măsoară. Bobinele B_1 şi B_2 sunt bobinate una într-un sens şi cealaltă în sens contrar. Fiecare din toruri constituie un dispozitiv de bază ca şi cel din fig. 7.7, *a* şi anume câte unul pentru fiecare alternanță a curentului i_2, provenind de la sursa $\underline{U}_0$. În fig.7.8, *b*, sunt date diagramele pentru curentul i_2 şi fluxurile magnetice ϕ_1 şi ϕ_2 în absența redresorului, iar în fig.7.8, *c*, este dată diagrama curentului i_2 redresat, care reprezintă imaginea curentului I_1.

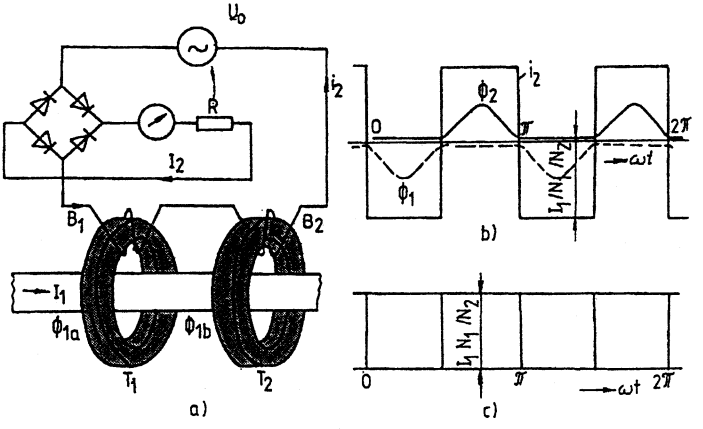


Fig.7.8. Transformatorul Krämer:
a – aranjamentul constructiv; *b* – diagramele pentru curentul i_2 şi fuxurile ϕ_1, ϕ_2 în curent alternativ; *c* – curentul i_2 redresat

7.4.2. TRANSFORMATORUL DE CURENT CONTINUU CU FLUX ZERO

La sistemul de măsurare prezentat la § 7.4.1, eroarea de măsurare depinde direct de curentul necesar magnetizării miezului feromagnetic, adică de amperspirele rezultante. Utilizarea unui aplificator operaţional reduce la minimum această eroare.

Principiul integratorului magnetic. În fig.7.9 este dată schiţa constructivă a unui integrator magnetic. Un miez feromagnetic toroidal T_1 este prevăzut cu trei înfăşurări, şi anume:

N_1 – bară parcursă de curentul măsurat;

N_2 – înfăşurarea secundară;

N_3 – înfăşurarea de control.

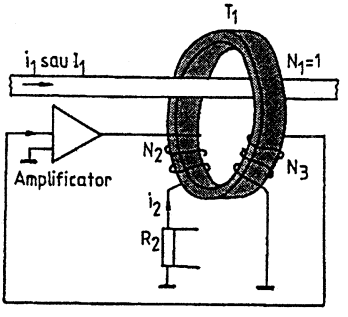


Fig.7.9. Relativ la integratorul magnetic

Înfăşurarea de control N_3 este conectată la intrarea unui amplificator operaţional cu factor mare de amplificare. Ieşirea amplificatorului alimentează înfăşurarea secundară N_2, în circuitul căreia se află sarcina R_2. La fiecare variaţie a solenaţiei $N_1 i_1$, deci a variaţiei de flux magnetic în miezul feromagnetic, în înfăşurarea N_3 se induce o tensiune, iar amplificatorul operaţional determină trecerea unui curent i_2 prin înfăşurarea N_2, de natură să se opună variaţiei iniţiale de flux. În cazul unui amplificator operaţional ideal (fără drift), în înfăşurarea de control N_3 nu se mai induce tensiune, iar fluxul magnetic rămâne constant. În consecinţă nu este nevoie de un curent de magnetizare care în mod normal

este cerut la o variație de flux, iar curentul secundar i_2 reprezintă o imagine a curentului primar i_1 (alternativ) sau I_1 (continuu).

Transformatorul cu flux zero, cu schema de principiu din fig.7.10, include un integrator magnetic şi un modulator magnetic [45]. Un aplificator real are un factor de amplificare limitat şi un oarecare drift. Un curent oarecare i_2 (fig.7.9), produs de drift, cheamă o tensiune de intrare în amplificator, care determină un curent i_2 mai mare ş.a.m.d. conducând la un proces labil până la saturarea miezului, iar sistemul nu mai funcționează normal. Acest neajuns se elimină cu ajutorul unui modulator magnetic care împiedică abaterea fluxului magnetic de la valoarea zero. Torurile T_1 şi T_2 sunt identice ca şi înfăşurările N_1 şi N_2, care sunt străbătut de aceiaşi curenți, respectiv I_1, i_2. Torul T_2 face parte dintr-un modulator magnetic. Pe acest tor există înfăşurarea N_3, alimentată de la o sursă de referință sinusoidală, care determină saturația miezului torului T_2. La un echilibru corect al excitațiilor, fluxul magnetic mediu este nul în ambele toruri. Curentul de magnetizare din înfăşurarea N_3 a torului T_2 este simetric şi conține numai armonice impare. Dacă fluxul mediu nu este nul, curentul de magnetizare conține armonice pare şi în special armonica a doua. Prin operația de redresare sincronă şi filtrare a semnalului, amplificatorul reacționează şi asigură o valoare medie nulă. Există variante de execuție în funcție de gama de curenți cerută şi de precizia de măsurare [45, 46]. Gama de curenți acoperă intervalul 50 A... 25 kA.

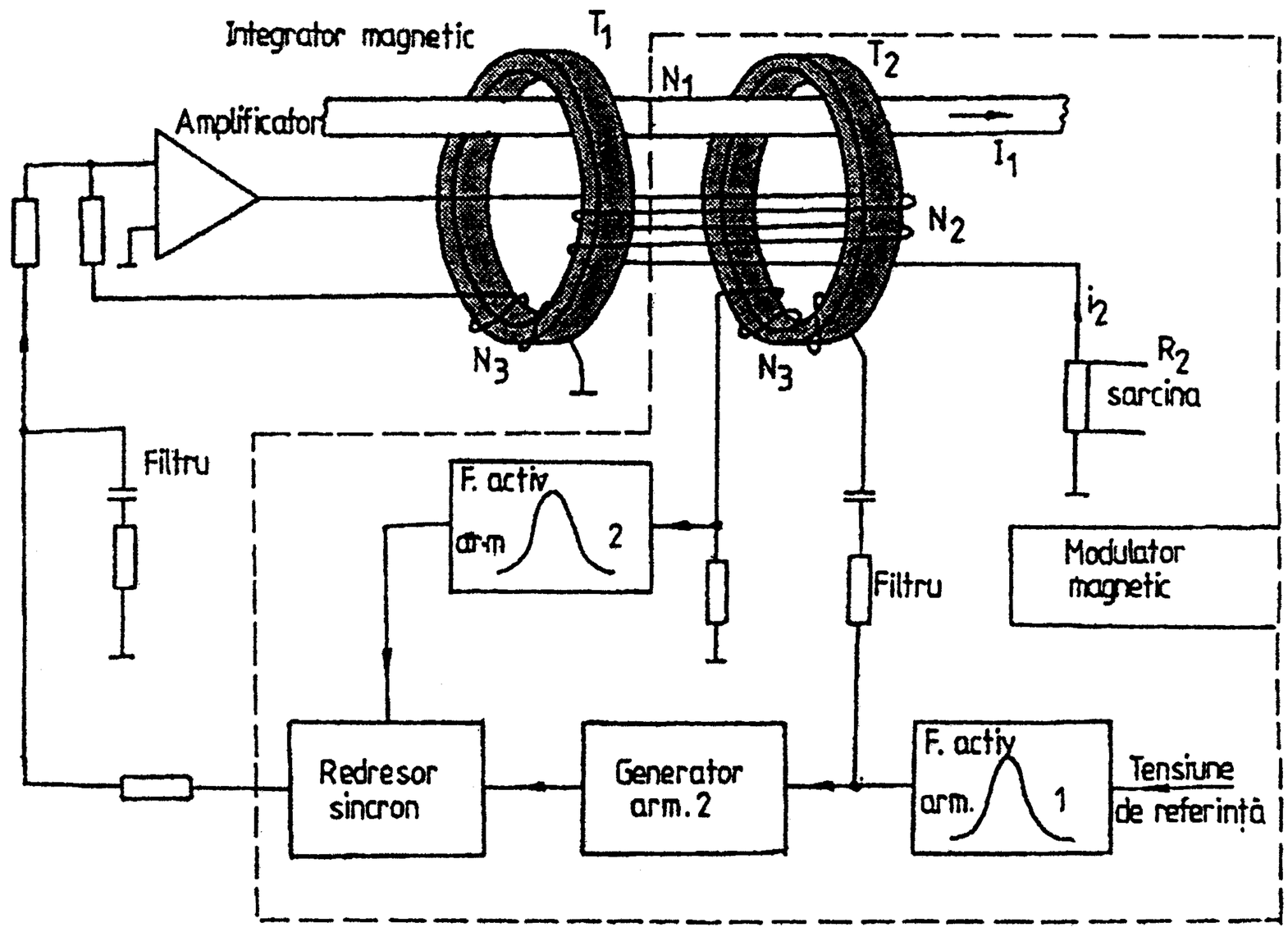


Fig.7.10. Schema bloc a transformatorului de curent continuu cu flux zero

Observații privind senzorii pentru mărimile de tip *i*. Şuntul coaxial oferă o decuplare inductivă, dar rămâne conectat galvanic în circuitul de curent intens. Folosirea lui pentru regim de durată la curenți de ordinul kA este prohibitivă din cauza efectului termic în rezistența de manganină. Şuntul coaxial îşi găseşte o largă utilizare în instalațiile în care circulă curenți de impuls de scurtă durată (1,2/50 μs, 8/20 μs). În

aceste instalații șuntul coaxial are o bornă legată la priza de pământ și deci informația utilă, o tensiune de ordinul mV, este practic la potențialul pământului. De asemenea se folosește, în stațiile de încercări de mare putere, la măsurarea curentului de stabilitate electrodinamică și de stabilitate termică și a curentului de scurtcircuit de durată relativ mică, spre exemplu sub o secundă. Având în vedere construcția relativ simplă, cu șuntul coaxial se pot măsura și curenți sub potențial flotant înalt. În acest caz se realizează decuplarea galvanică cu ajutorul transmisiei optoelectrice, cum s-a arătat la § 2.5.

Utilizarea senzorului Hall este cunoscută la măsurarea curentului continuu de mare intensitate (1 kA... 50 kA) și în cazuri speciale pentru măsurarea curentului postarc la verificarea întreruptoarelor de putere.

Senzorul cordon Rogowski este folosit în stațiile de încercări sintetice, pentru a măsura sau a detecta apariția unor curenți în circuite situate la potențial înalt față de pământ.

Transformatorul de curent cu flux zero este folosit pentru măsurători de precizie în regim permanent, mai ales când se cere un reglaj automat al curentului la excitarea unor magneți (acceleratoare de particule), dar și la măsurarea curenților în stațiile de redresare pentru alimentarea liniilor de tracțiune electrică în curent continuu.

8 MĂSURĂRI DE INTERFERENȚĂ

În vederea asigurării compatibilității electromagnetice a unui echipament electric sau electronic este necesar să se rezolve, prin tehnici de măsurare adecvate, următoarele teme:

a) Măsurări de mare acurateţe a semnalelor de mică intensitate, în prezenţa câmpurilor electrice, magnetice, de radiaţie electromagnetică, intense.

b) Stabilirea nivelului de perturbaţii electromagnetice emise de un echipament electric.

c) Stabilirea nivelului de perturbaţii electromagnetice provenind din afara echipamentului care se încearcă, la care acesta mai poate încă să funcţioneze în bune condiţii.

d) Măsurări asupra materialelor care reflectă, amortizează sau absorb câmpul electromagnetic, materiale care intră în componenţa unor aparate electronice sau spaţii în care se desfăşoară operaţii tehnologice.

Măsurările se efectuează în incinte amenajate scopului urmărit şi care poartă denumirile, unele de *cabină de măsurare*, altele de *incintă lipsită de ecou electromagnetic*.

8.1. CABINA DE MĂSURARE

Cabina de măsurare, schiţată în fig.8.1 este o incintă cu dimensiuni relativ reduse, care include un volum $V = a \times b \times c = 2 \times 2 \times 2$ m^3. Este realizată din tolă de Ol zincat sau CuE, cu grosimea g = 0,3... 2 mm. Pereţii incintei sunt autoportanţi sau susţinuţi de un schelet metalic de Ol zincat sau inox. Cabina de măsurare este destinată efectuării de măsurări de mare acurateţe a mărimilor de tip u (prin divizor de tensiune exterior) sau i (prin şunt coaxial exterior) În interiorul cabinei se instalează osciloscopul (digital, cu stocare etc.), calculatorul care conduce procesul secvenţial de încercări, precum şi alte periferice ale ociloscopului sau calculatorului. Echipamentul cabinei (fig.8.1) este următorul:

1 – Transformatorul de separare, de aproximativ 1 kVA, tratat la § 2.6.3

2 – Filtrul de rețea, tratat la § 3.2. Eficiența acestui filtru se poate constata pe oscilogramele din fig.8.2. Filtrul a fost testat cu unda dreptunghiulară repetitivă de amplitudine de 30 V și frecvența 70 kHz. Semnalul la intrare este 30 V, iar la ieșire 1 V, practic de amplitudine constantă

3 – Cabina din tolă de Ol. Factorul de atenuare a fost dedus la § 4.3.2, cu reprezentările grafice ale atenuării din fig.4.19.

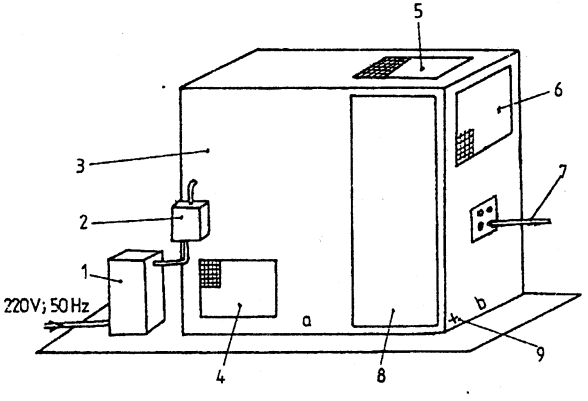


Fig.8.1. Cabina ecranată:
1 – transformator de separare; *2* – filtru de rețea; *3* – construcția metalică; *4*, *5*, *6* – ferestre fagure; *7* – cablu coaxial; *8* – ușă de acces; *9* – borna de pământare

4, 5, 6 – Ferestre de ventilație prevăzute cu cavități hexagonale (fagure). Eficiența, respectiv atenuarea la câmp electric și la câmp magnetic, a cavității hexagonale (asimilate cu un cilindru) a fost prezentată la § 4.3.2.5.

7 – Cablul coaxial, dublu ecranat, servește la introducerea semnalului util în spațiul ecranat din interiorul cabinei. Trecerea acestui cabul din exterior în interior se poate face în următoarele variante:

* prin fișe de tip BNC;
* prin trecerea directă a cablului printr-un gol hexagonal al ferestrei de ventilație;
* prin izolator de trecere tip condensator.

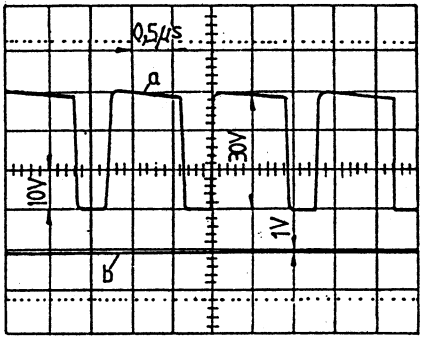


Fig.8.2. Eficiența filtrului de rețea

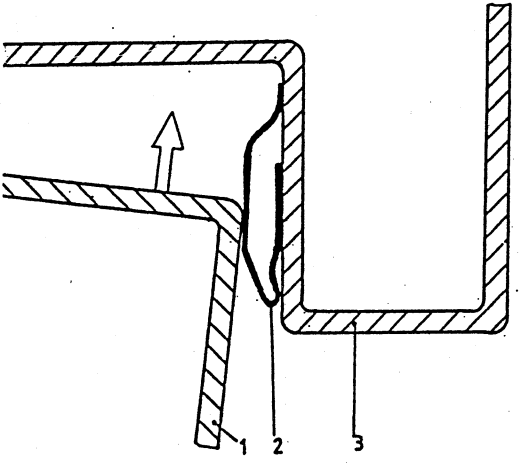


Fig.8.3. Detalii de închidere a ușii:
1 – parte mobilă; *2* – garnitură Cu-Be; *3* – construcție fixă

8 – Uşa de acces în cabină. Rostul între uşa rabatabilă şi cadrul fixat de scheletul cabinei este prevăzut cu lame arcuitoare multiple, în vederea realizării unei „etanşări electromagnetice". În fig.8.3 este dat un detaliu privind această etanşare.

În locul lamelor arcuitoare din Cu-Be 2% se folosesc şi garnituri elastice realizate din spumă de uretan învelită cu bandă de nylon metalizată cu argint. Se urmăreşte şi o compatibilitate galvanică, în sensul de a se evita coroziunea galvanică (Schlegel Corporation N.Y.).

9 – Borna de pământ. Pentru a evita pericolul de electrocutare în cazul unei defecţiuni de izolaţie, carcasa metalică a cabinei se conectează la priza de pământ. În fig.2.14 a fost dat un exemplu de schemă electrică, privind măsurarea curentului cu ajutorul şuntului coaxial, schemă în care se arată modul de intrare a cablului coaxial în cabină şi legăturile de pământare.

Notă. Cabina ecranată nu este prevăzută cu pereţi absorbanţi (pentru radiaţii electromagnetice). O radiaţie electromagnetică generată în interiorul cabinei produce reflexii multiple pe pereţii interiori şi, ca urmare, cuantificarea radiaţiei emise devine imposibilă. Detalii privind construcţia cabinelor ecranate sunt date în lucrarea [25].

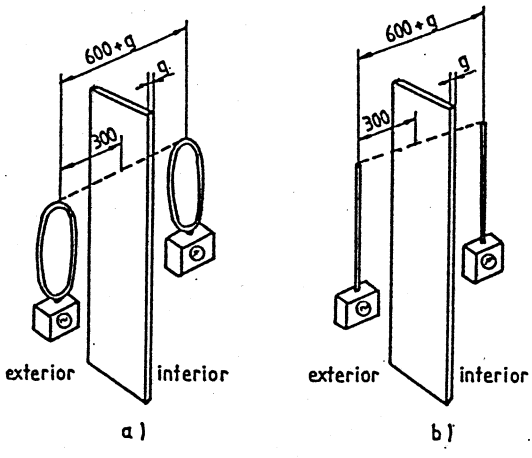


Fig.8.4. Relativ la determinarea eficienţei ecranării unei cabine de măsurare

Verificarea performanţelor de ecranare. Această verificare se efectuează cu ajutorul unui emiţător şi a unui receptor, ca în fig.8.4, ambele echipate cu antene identice. Pentru verificarea comportării cabinei la componenta de câmp magnetic se foloseşte antena cadru (*a*), iar pentru verificarea comportării la componenta de câmp electric se foloseşte antena monopol (*b*).

Etalonarea instalaţiei se efectuează prin stabilirea distanţei libere între cele două antene la valoarea $d = (600+g)$ mm, unde g este grosimea peretelui cabinei.

Măsurarea atenuării se efectuează în situaţia în care antena de emisie este aşezată în exteriorul cabinei la distanţa de 300 mm, iar antena receptoare – în interiorul cabinei la distanţa de 300 mm.

Atenuarea oferită de cabina ecranată este dată de relaţia:

$$a = 20 \log \frac{E_0}{E_1} \quad [\text{dB}] \tag{8.1}$$

unde:

E_0 este câmpul electric recepţionat în absenţa peretelui cabinei;

E_1 – câmpul electric recepţionat în prezenţa peretelui cabinei.

În condițiile tehnologiei actuale, valorile pentru atenuare oferite de o cabină ecranată sunt trecute în diagrama din fig.8.5. Atenuarea scade o dată cu micșorarea frecvenței. Astfel, la frecvența de 10 kHz atenuarea este de 60 dB, în timp ce la $f > 1$ MHz atenuarea crește la 100 dB.

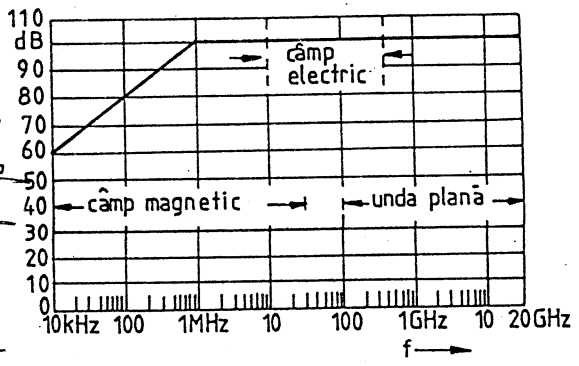


Fig.8.5. Diagrama standard de atenuare

Notă. În absența unui emițător se pot efectua măsurări calitative dacă se folosește radiația posturilor de radioemisie.

8.2. LABORATORUL CEM

Un laborator destinat încercărilor de compatibilitate electromagnetică dispune de facilități pentru cuantificarea următoarelor categorii de încercări:

* *Încercări de imunitate (susceptibilitate).* Prin efectuarea acestor încercări se verifică câmpul perturbator (E = 1... 100 V/m) la care echipamentul electric sau electronic mai poate funcționa în condiții acceptabile.

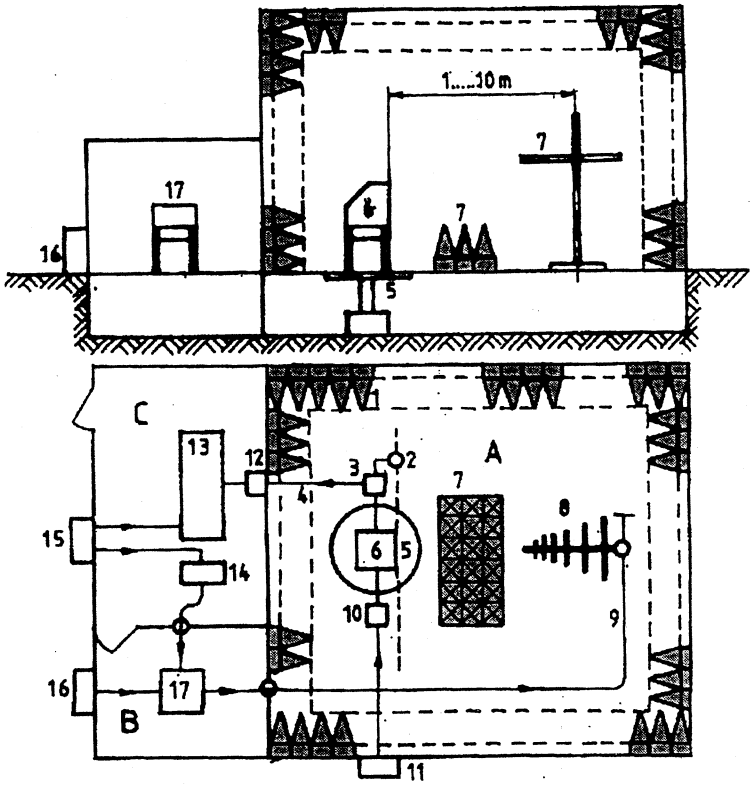
* *Încercări pentru determinarea nivelului de perturbații emise de aparatul electric sau electronic.*

Un laborator standard pentru încercări CEM, după cum s-a schțat în fig.8.6, *a*, cuprinde cel puțin trei incinte cu destinație specifică, și anume:

A – **Incinta fără ecou electromagnetic** (Anechoic test room, Absorbeshalle). Această incintă este ecranată față de sursele externe de interferență și, în același timp, datorită pereților absorbanți, elimină reflexiile electromagnetice datorate pereților, tavanului și podelei. În acest caz incinta se numește *anechoică*. În cazul în care podeaua este conductoare, incinta se numește *semianechoică*. Podeaua conductoare simulează efectul reflectorizant al pământului, considerat conductor.

Pereții incintei și tavanul sunt realizați din tolă de oțel galvanizată de grosime 2–3 mm. Oțelul, ca material feromagnetic, imprimă incintei bune proprietăți de ecranare la frecvențe mai mici, iar galvanizarea dublă a tolei de oțel imprimă proprietăți sporite la frecvențe înalte. În plus, galvanizarea este necesară la asigurarea unui contact bun (prin strângerea cu șuruburi) între tole, care asamblate, constituie pereții incintei. O descriere a modului de asamblare a tolelor este dată la § 8.6.

Pereții și tavanul sunt căptușiți, în interiorul incintei, cu material absorbant (de radiație electromagnetică), care constă din plăci de ferită sau, mai ales, din piramide absorbante.



a)

Fig.8.6, *a* – Schiţa unui laborator CEM:
1 – strat de piramide absorbante; *2* – senzor de câmp electric; *3* – convertor electrooptic; *4* – sistem de cabluri optice; *5* – placă turnată; *6* – obiectul supus măsurării (*EUT*); *7* – panou cu piramide absorbante; *8* – antenă; *9* – cablu pentru alimentarea antenei; *10* – filtru; *11* – sursă de putere cu filtru; *12* – convertor optoelectric; *13* – pupitru de monitorizare; *14* – generator de semnal IF; *15*, *16* – surse de putere cu filtru; *17* – amplificator de putere IF

Piramidele absorbante (reperul *1*). Acestea sunt construite din spumă poliuretanică impregnată cu carbon. Acesta este fixat pe alveolele deschise ale spumei poliuretanice cu ajutorul unui liant. În plus, piramida absorbantă este tratată contra aprinderii cu ajutorul unei substanţe ignifuge.

Proprietatea de absorbant a pereţilor şi tavanului se datorează transformării energiei electromagnetice a radiaţiei în căldură. Acest procedeu este multiplicat datorită reflexiilor multiple ce au loc între piramidele invecinate. Dimensiunile unei piramide absorbante depind de lungime de undă λ a radiaţiei emise de antenă. Se acceptă ca înălţime a piramidei $h \approx (0{,}25...\ 0{,}33)\ \lambda$ [3, 34]. Absorbţia pereţilor nu este totală. La nivelul actual al tehnologiei se acceptă pierderea prin reflexivitate de –10 dB la incidenţă normală şi frecvenţe mai mari de 100 MHz.

Această cerință se cuantifică prin relația:

$$a\,[\text{dB}] = 10\log\frac{P_r}{P_i} = -10\,\text{dB};\ P_r = 0{,}1\,P_i \qquad (8.2)$$

unde P_i este puterea incidentă, iar P_r este puterea reflectată.

În funcție de frecvența limită acceptată, se aleg și dimensiunile piramidelor. Pentru scopuri normale, cu gama de frecvențe cuprinse între 80 MHz și 16 Hz, înălțimea h a unei piramide este de aproximativ 1000 mm.

Senzorul de câmp electric (reperul *2*) servește la măsurarea câmpului electric în zona în care este așezat obiectul supus încercării. Valori uzuale ale câmpului electric sunt cuprinse între 1 și 10 V/m. Principiul funcționării este dat în *Anexa 11.3.*

Convertorul electrooptic (reperul *3*) îndeplinește funcția de a transforma semnalele electrice, care provin de la senzorul *2* și de la obiectul supus încercării *6*, în semnale optice.

Liniile optice (reperul *4*) servesc la transmiterea informațiilor de la convertorul electrooptic *3* la convertorul optoelectric *12*, plasat în incinta de control *C*.

Masa turnantă (reperul *5*) oferă posibilitatea expunerii pe toate fețele a obiectului *6*, care se încearcă, spre direcția de radiație a antenei *8*.

Obiectul care se încearcă (reperul *6*) este un aparat electric sau electronic menținut în stare de funcționare pe durata încercării.

Platforma cu piramide absorbante (reperul *7*) este așezată între antena *8* și obiectul încercat *6*, în scopul eliminării reflexiei pardoselii metalice și a uniformizării câmpului electric în zona de amplasare a obiectului încercat.

Antena de emisie (reperul *8*) este plasată la distanța 1... 10 m de obiectul încercat *6*. Este o antenă cu câștig mare ($G = D\eta$) și capabilă să radieze pe o gamă de frecvență cât mai largă.

Cablul de alimentare (reperul *9*) face conexiune între amplificatorul de putere *17* și antenă.

Filtrul cu ferite (reperul *10*) este așezat pe linia de alimentare cu energie electrică a receptorului *6*.

Sursa de putere (reperul *11*) asigură alimentarea cu energie necesară funcționării obiectului încercat *6*.

B – **Cabina ecranată a amplificatoarelor de I F** adăpostește amplificatoarele de înaltă frecvență (reperul *17*) de putere:

1000 W pentru f = 10 kHz ... 220 MHz

100 W pentru f = 100 MHz ... 1000 MHz

Tabloul de alimentare, prevăzut cu filtre de rețea (reperul *16*) asigură alimentarea cu energie electrică a amplificatoarelor menționate.

Cabina ecranată *B* este prevăzută cu instalație de aer condiționat, în vederea eliminării căldurii disipate de amplificatoarele în funcțiune.

C – **Cabina ecranată pentru controlul încercărilor**. În această cabină este instalat echipamentul următor:

Convertorul optoelectric cu mai multe canale (reperul *12*), necesar conversiei impulsurilor luminoase în impulsuri electrice pentru serviciul pupitrului de monitorizare *13*.

Pupitrul de control (reperul *13*) este un echipament complex, cu schema bloc ca în fig.8.7. Acest pupitru este echipat, în esență, cu două receptoare (volmetre de perturbații) pentru benzile de frecvență 20 Hz... 30 MHz şi 20 MHz... 1,3 GHz, la care se adaugă şi un analizor de spectru de frecvență. Instalația este completată cu unități de tip controller, tastatură, monitoare, imprimantă, floppy disk.

Generatorul de semnal (reperul *14*) în banda 10 kHz... 1 GHz, cu modulația în amplitudine, excită amplificatoarele *17* din cabina ecranată *B*.

Sursa de putere cu filtru de rețea (reperul *15*) alimentează cu energie electrică echipamentele din cabina ecranată *C*.

În fig.8.6, *b* este prezentată schema bloc a echipamentului folosit la *încercările de imunitate* (vezi § 8.3). În incinta *A*, lipsită de ecou electromagnetic, se pot executa două variante de încercări şi anume:

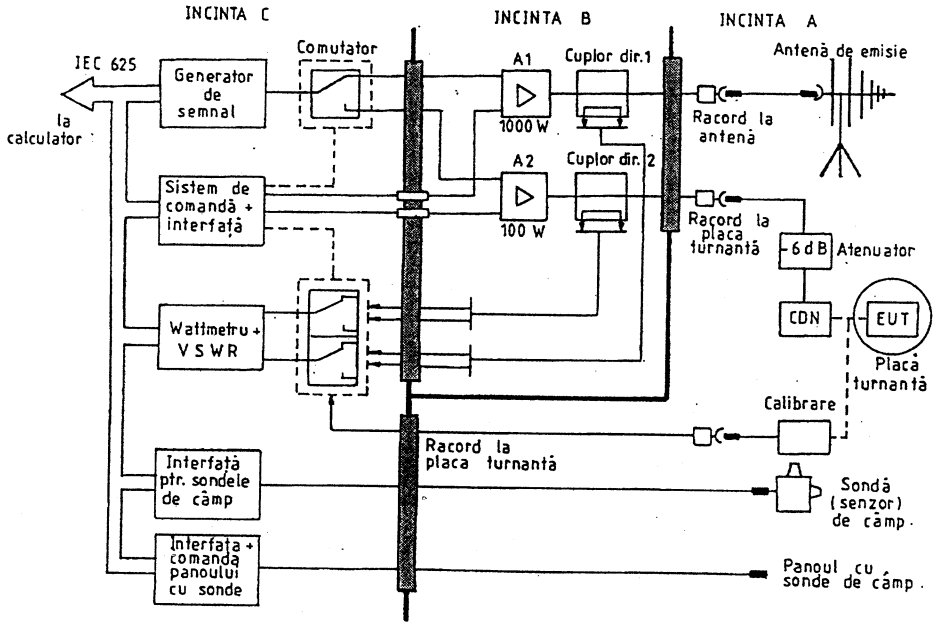


Fig.8.6, *b* – Schema bloc a echipamentului pentru încercări de imunitate

a) **Imunitate la interferențe de radiofrecvență**. O antenă de emisie radiază asupra obiectului încercat (*EUT*). Energia necesară excitării antenei este livrată opțional, de unul din amplificatoarele A_1 sau A_2, prin intermediul cuploarelor direcționale *1* şi *2* amplasate în incinta ecranată *B*.

Funcționarea cuplorului direcțional este prezentată în § 4.5.3. Informația primită de la cuploare este transferată wattmetrului direcțional şi reflectometrului (*VSWR*), plasate în incinta de control *C*. Amplificatoarele A_1 şi A_2 sunt excitate, la rândul lor, de generatorul de semnal (10 kHz... 1 GHz) amplasat în incinta de control *C*. Pentru măsurarea intensității câmpului electric (1 V/m... 10 V/m) sunt folosite sonde de câmp. Principiul de funcționare al acestor sonde este prezentat în § 8.3.1 şi fig.8.14.

Informația este transmisă printr-o linie optică în incinta de control *C* în care se află interfața optoelectrică.

b) **Imunitate la perturbații de conducție (9–80 MHz)**. Tensiunea necesară la acest tip de interferență este redusă (la aproximativ 10 V) și de aceea semnalul primit este diminuat printr-un atenuator de –6 dB și apoi este trecut, înainte de a ajunge la obiectul încercat, prin *CDN* (Coupling/Decoupling Network). După cum se arată în § 8.3.2 și fig.15 această încercare se poate efectua și într-o cabină ecranată, amenajată corespunzător față de o încăpere plasată la subsol.

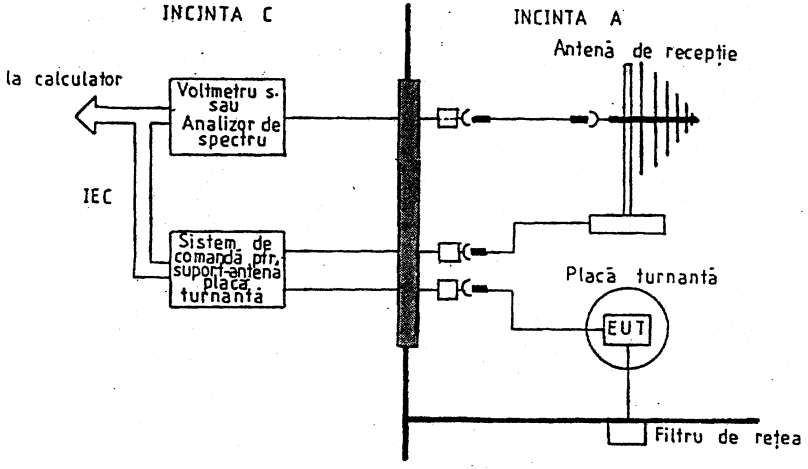


Fig.8.6, *c* – Schema bloc a echipamentului pentru măsurări de interferență (ElectroMagnetic Interference EMI)

În incinta *C*, destinată controlului operației de încercare, se află generatorul de semnal, sistemul cu interfețe pentru comanda comutatoarelor prin care se alimentează amplificatoarele A_1, A_2, wattmetrul direcțional, interfața pentru sondele de câmp, interfața și comanda pentru orientarea panoului cu sonde de câmp. Toate aceste componente sunt racordate la o magistrală (de exemplu IEC 625) cu acces la calculatorul cu care se programează încercarea.

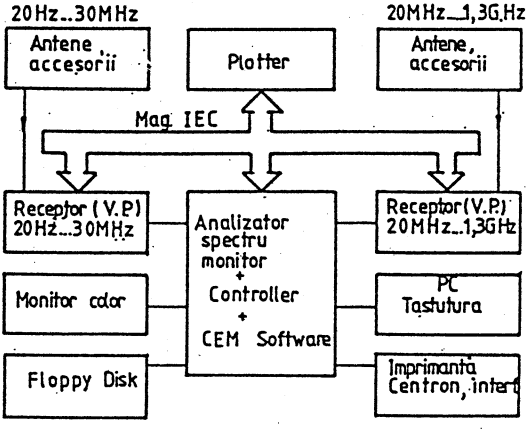
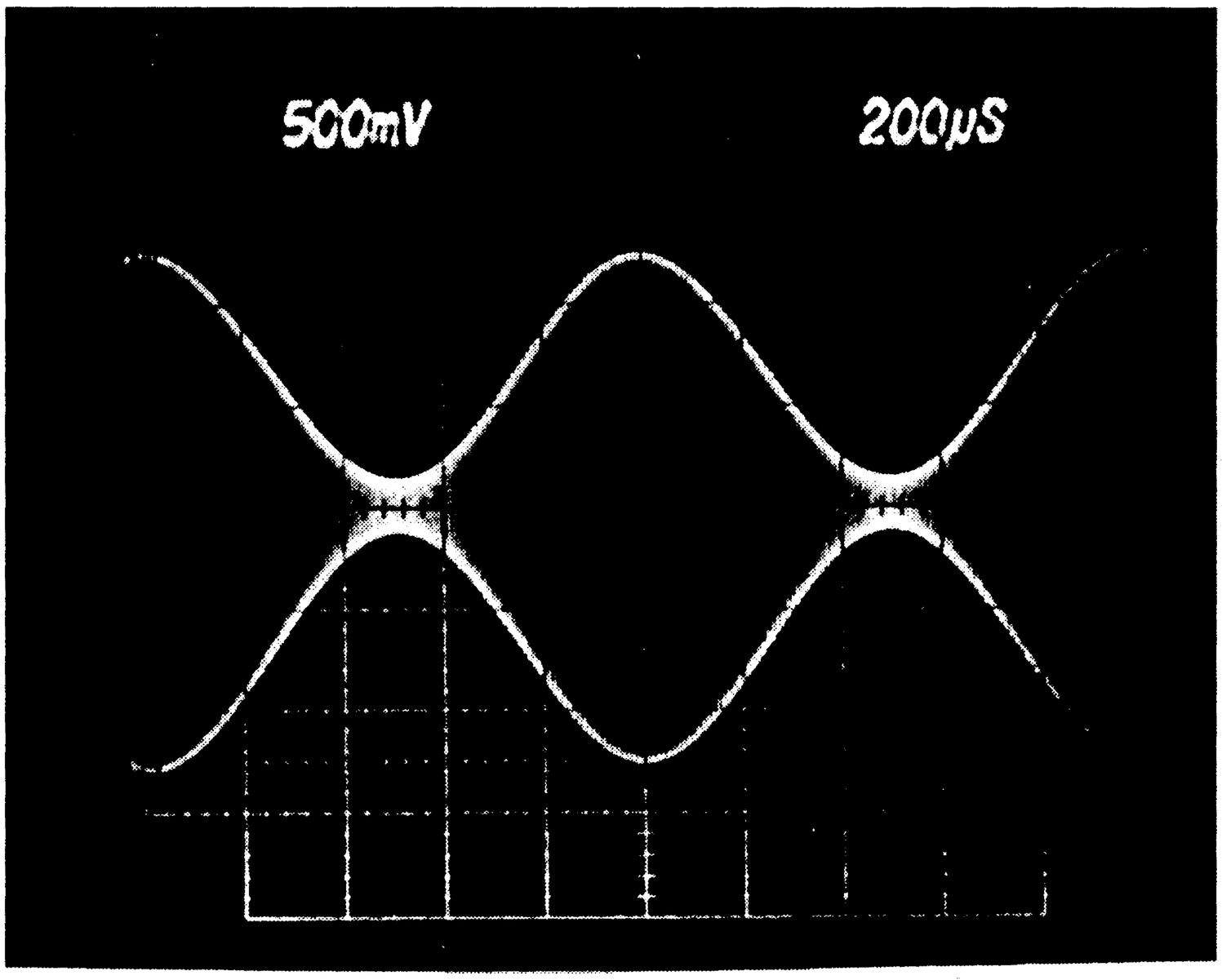
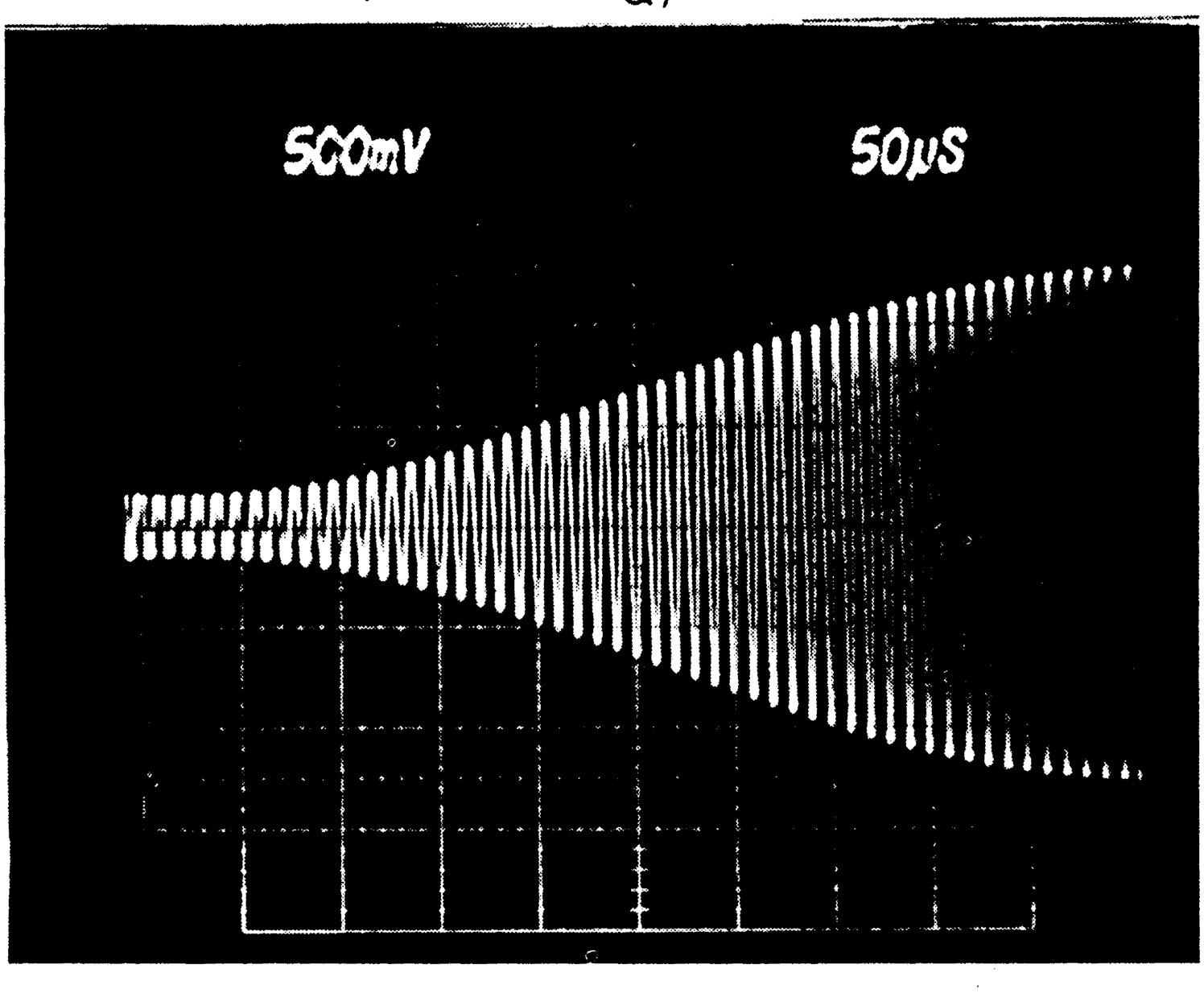


Fig.8.7. Schema bloc a pupitrului de monitorizare

În fig.8.6, *c* este prezentată schema bloc pentru detectarea interferenței produse de un echipament electric sau electronic (EMI, ElectroMagnetic Interference). Obiectul supus încercării este plasat pe o masă izolantă, la rândul său așezată pe o placă turnantă.



a)



b)

Fig.8.8. Modulaţia în amplitudine cu adâncimea de 80%:
a – baza de timp 200 μs; *b* – baza de timp 50 μs

Obiectul supus încercării (*EUT*) este pus în funcţiune, iar semnalul de interferenţă, cauzat de funcţionarea sa, este captat de o antenă de recepţie. Evaluarea acestui semnal, ca nivel şi bandă de frecvenţă, este efectuată de un voltmetru de perturbaţii sau un analizor de spectru conectate la un calculator, după cum se indică în

fig.8.7. Măsurări de tip EMI se pot efectua şi în aer liber pe o platformă, depărtată de surse perturbatoare, după cum se arată la § 8.4.2 şi în fig.8.32.

În cele ce urmează se vor prezenta câteva caracteristici pentru generatorul de semnal, voltmetrul de perturbaţii şi analizorul de spectru.

8.2.1. GENERATORUL DE SEMNAL

Acesta este construit, în mod uzual, pentru banda de frecvenţă 10 kHz...1 GHz, cu tensiunea de ieşire 1... 10 V şi dispune de următoarele facilităţi:

* Modulaţie în amplitudine 0... 100%;
* Modulaţie în frecvenţă cu f = 1... 75 kHz;
* Funcţionare ca vobulator.

În fig.8.8 se prezintă oscilograme tipice la ieşirea generatorului de semnal, caracterizate prin:

* Frecvenţa purtătoarei 100 kHz;
* Modulaţie în amplitudine cu frecvenţa de 1 kHz şi adâncimea de 80%.

8.2.2. VOLTMETRUL DE PERTURBAŢII ŞI ANALIZORUL DE SPECTRU

Cuantificarea semnalelor de interferenţă, culese cu ajutorul divizoarelor de tensiune, transformatoarelor de curent de înaltă frecvenţă, a antenelor, a senzorilor de câmp electromagnetic, se efectuează cu ajutorul voltmetrului electronic de perturbaţii şi a analizorului de spectru; cele două instrumente oferă informaţii complementare.

Semnalele de interferenţă, din punct de vedere al tehnicii de cuantificare, se clasifică în două mari grupe [24], şi anume:

a) *Semnale de bandă îngustă.* În această grupă intră *semnalele periodice* sinusoidale cu frecvenţa cuprinsă între 20 Hz şi 30 MHz.

Tot în această categorie intră semnalele periodice de orice formă (trapezoidale, dreptunghiulare etc.) cu frecvenţa de bază (prima armonică) mai mare decât frecvenţa de bază intermediară a superheterodinei care intră în construcţia voltmetrului de perturbaţii.

Cumulat cu aceasta se cere ca distanţa Δf, măsurată în banda de frecvenţă între armonice, să fie mai mare decât banda de frecvenţă Δf_{mf} a filtrului de frecvenţă intermediară a superheterodinei, adică:

$$\Delta f > \Delta f_{mf} \tag{8.3}$$

În vederea asigurării acestui deziderat, un voltmetru de perturbaţii poate dispune de frecvenţe intermediare comutabile în trepte.

b) *Semnale de bandă largă.* În această grupă intră semnalele neperiodice, care sunt: impulsurile singulare, impulsurile neperiodice şi semnalele de spectru incoerent (random noise).

Capabilitatea de analiză a instrumentaţiei este cuprinsă, în acest caz, între 20 Hz şi 1300 MHz.

8.2.2.1. Voltmetrul de perturbaţii (Test receiver)

Destinaţia acestui aparat este de a cuantifica semnalele de interferenţă în amplitudine. Semnalul care este măsurat provine de la o antenă sau un alt senzor de câmp electric.

Principiul de funcţionare al voltmetrului de perturbaţii este cel al superheterodinei, principiu folosit în tehnica radioreceptoarelor.

Conform acestui principiu aparatul este echipat şi cu oscilator local, a cărui frecvenţă se mixează cu semnalul receptat pentru a forma un semnal de frecvenţă intermediară, semnal care este apoi transferat unui filtru trece-bandă. În acest mod selectivitatea aparatului sporeşte considerabil. După recomandările publicaţiei 22 CISPR (Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques), frecvenţele intermediare sunt prescrise la valorile din tabelul 8.1.

Tabelul 8.1

Frecvenţe intermediare

Banda de frecvenţă	**Frecvenţa intermediară**
10 kHz – 150 kHz	200 Hz
150 kHz – 30 MHz	9 kHz
30 MHz – 1 GHz	120 kHz

Voltmetrul de perturbaţii este echipat cu detectoare pentru evaluarea următoarelor mărimi ale semnalului:

* valoarea de vârf;
* valoarea de cvasivârf;
* valoarea medie;
* valoarea efectivă.

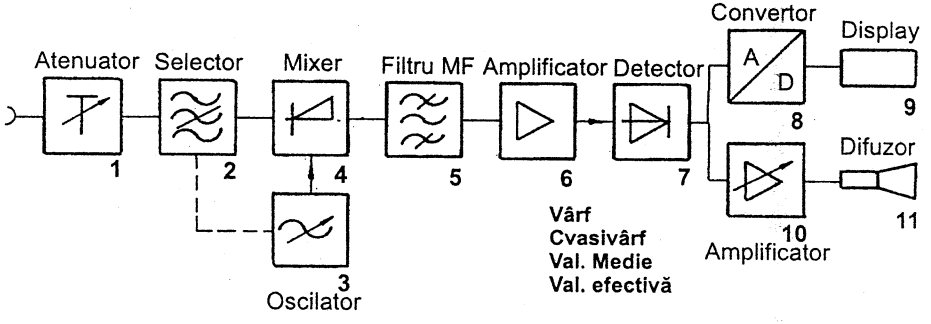


Fig.8.9. Schema bloc a voltmetrului de perturbaţii

În fig.8.9 este prezentată schema bloc [82] a unui voltmetru de perturbaţii, schemă în care îndeplinesc următoarele funcţiuni:

1 – Atenuator. Semnalul de intrare este trecut printr-un atenuator de 0...120 dB. Astfel scala aparatului este etalonată pentru a măsura la fine de scală semnale cuprinse între 1 μV şi 1 V.

2 – Selector. Voltmetrele de perturbaţii se construiesc, în mod curent, pentru trei sau două game de frecvenţă, şi anume:

9kHz ... 30 MHz		9 kHz ... 30 MHz
30 MHz ... 300 MHz	sau	
300 MHz ... 1000 MHz		20 MHz ... 1000 MHz

Cu ajutorul selectorului se alege frecvenţa dorită în interiorul unei game de frecvenţă.

3 – Oscilator local. Acesta generează un semnal de frecvenţă dependentă de poziţia selectorului *2* în scopul obţinerii unei frecvenţe intermediare.

4 – Mixer. În mixer se suprapune semnalul incident (exterior) cu semnalul provenit de la oscilatorul local *3*. Se formează astfel frecvenţa intermediară.

5 – Filtru de frecvenţă intermediară. Acesta este un flitru trece-bandă acordat pe o bandă centrată pe frecvenţa intermediară.

6 – Amplificator. Acest bloc amplifică semnalul de frecvenţă intermediară şi în acelaşi timp oferă un control de amplitudine a acestei amplificări.

7 – Detector. Acest bloc realizează operaţia de detecţie (demodulare) a semnalelor de frecvenţă intermediară în variantele prezentate în fig.8.10, după cum urmează:

a) ***Valoarea de vârf*** *(fig.8.10, a).* Semnalul de medie frecvenţă este introdus într-un amplificator operaţional, ca repetor de tensiune şi cu o diodă redresoare la ieşire. Acest montaj oferă o tensiune de offset minimală şi compensează căderea de tensiune pe diodă.

Sarcina amplificatorului operaţional este condensatorul *C*. Acesta, în lipsa unei rezistenţe de descărcare, urmăreşte curba crescătoare a impulsului demodulat de medie frecvenţă şi rămâne încărcat la valoarea de vârf a impulsului demodulat. Acest semnal este transmis instrumentului de măsurat. Aceasta este o descriere simplificată a funcţionării blocului de detecţie, pentru că semnalul între punctele *a* şi *b* de fapt este preluat într-un convertor analog-numeric pentru a fi afişat pe un display. Pentru a recepta un nou semnal, condensatorul *C* se descarcă manual sau electronic cu o frecvenţă relativ mică cu ajutorul întreruptorului *D*. Comportarea detectorului, adică indicaţia relativă (IR) evaluată în dB pentru frecvenţa de recepţie (FR) a semnalului analizat, în intervalul $1 \div 10^{-4}$ Hz, este arătată de curba *1* din fig.10, *d*, adică pentru intervalul menţionat indicaţia instrumentului de măsurat rămâne aceeaşi.

b) ***Valoarea de cvasivârf*** *(fig.8.10, b).* Cu funcţiunile amplificatorului operaţional menţionate la punctul a, se observă cum condensatorul C_1 se încarcă exponenţial cu constanta de timp $\tau_1 = R_1C_1$ şi se descarcă cu constanta de timp $\tau_2 = R_2C_2$. Spre exemplu, pentru voltmetrul de perturbaţii destinat să funcţioneze în plaja de 30 MHz... 1000 MHz, recomandările CISPR 11 prevăd valori τ_1 = 1 ms, τ_2 = 550 ms, iar constanta mecanică a instrumentului τ_i = 100 ms. Indicaţia instrumentului de măsurat depinde de frecvenţa de repetiţie a pulsului (FR) analizat în fig.8.10, *d* (curba *2*). În fig.8.11, *a* se observă aspectul repetitiv al încărcării şi descărcării condensatorului C_1 din fig.8.10, *b*, ca şi valoarea indicată de cvasivârf arătată de instrumentul de măsurat. Frecvenţa de repetiţie a impulsurilor este de natură

să influențeze valoarea indicată de instrumentul de măsurat. Astfel, la o frecvență de repetiție de 10^4 Hz, valoarea de cvasivârf este egală cu valoarea de vârf (0 dB), iar pentru un impuls singular valoarea de cvasivârf este cu 28 dB mai mică decât valoarea de vârf [47].

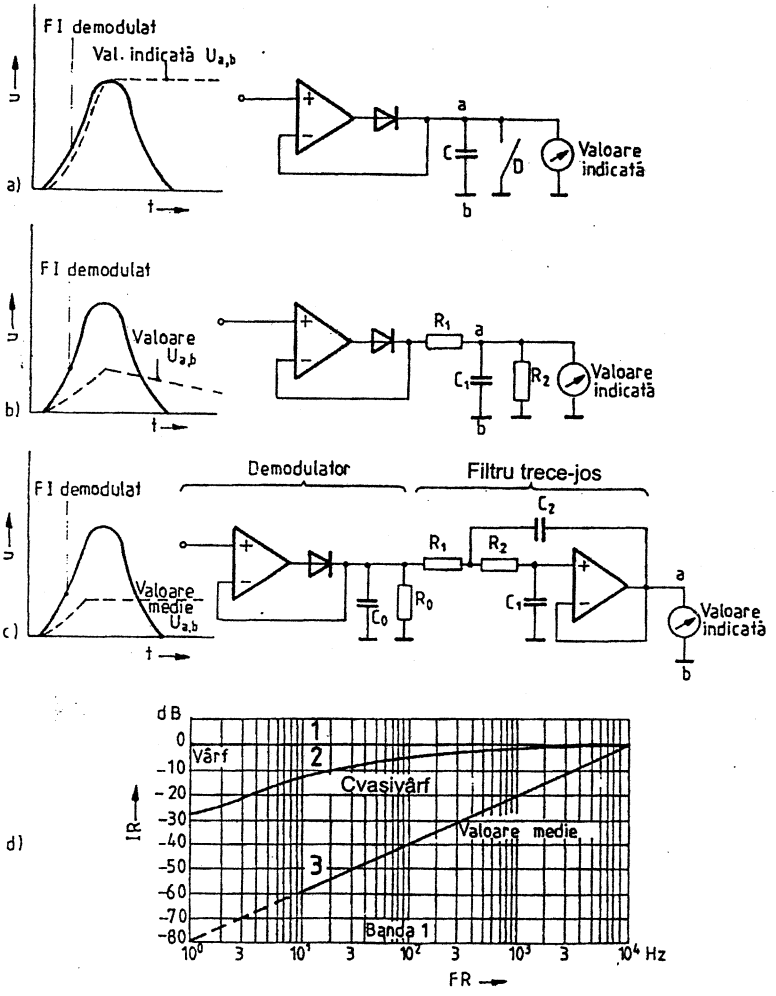


Fig.8.10 Detectorul de semnal:
a – pentru valoarea de vârf; *b* – pentru valoarea de cvasivârf; *c* – pentru valoarea medie; *d* – diagrama IR = *f*(FR) [47]

c) *Valoarea medie.* În fig.8.10, *c*, este prezentată schema electrică a ansambului format dintr-un demodulator şi un filtru trece-jos de ordinul doi. Prin alegerea convenabilă a constantei de timp $\tau_0 = R_0C_0$, la bornele condensatorului C_0 se obține semnalul de medie frecvență demodulat sub forma unei anvelope. Acest semnal se aplică unui filtru activ trece-jos de oridinul doi, prezentat în fig.3.25 şi problema P21. Efectul filtrului este de a elimina armonicele din semnalul de medie frecvență

demodulat (din anvelopă), iar instrumentul de măsurat arată o valoare medie, după cum se observă în fig.8.11, *b*. Frecvența de repetiție a semnalului la intrarea în filtru este de natură să influențeze puternic indicația aparatului de măsurat. În fig.8.10, *d*, curba *3*, se observă că măsurarea cu tarare la valoarea medie este irelevantă dacă frecvența de repetiție a impulsurilor este mică (1 Hz... 300 Hz). Tararea la valoarea medie suprimă semnalele de bandă largă, în timp ce semnalele de bandă îngustă ies mai uşor în evidență. Semnalele provenind de la sursele de radiofrecvență sunt detectate cu mare eficiență [47].

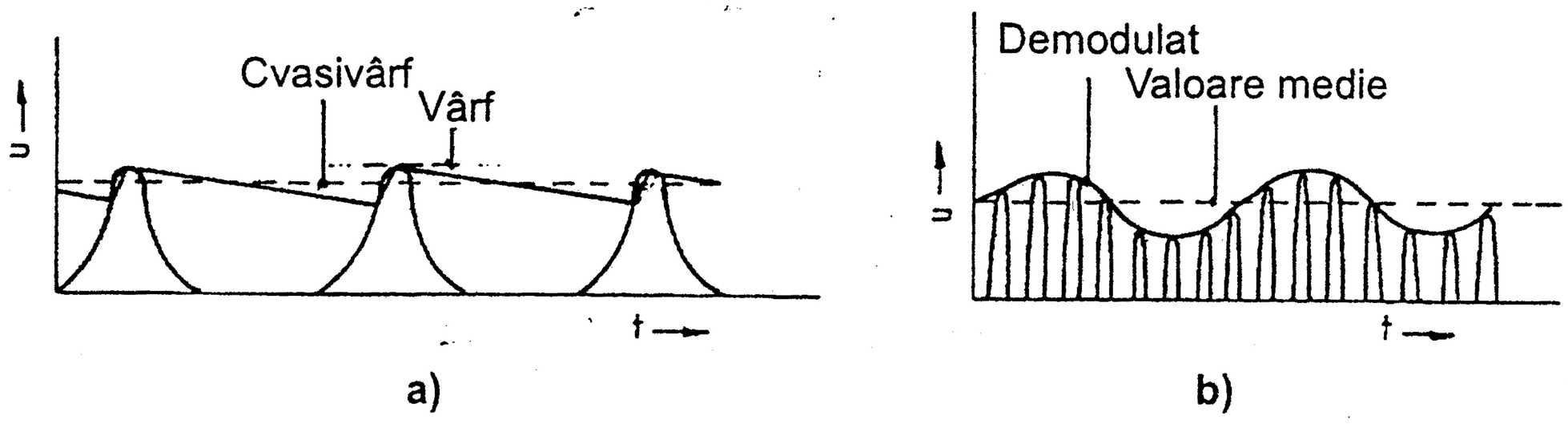


Fig.8.11. Diagrame prezumate:
a – pentru valoarea de cvasivârf; *b* – pentru valoarea medie

d) ***Valoarea efectivă***. Aceasta poate fi indicată cel mai bine cu ajutorul unui instrument a cărui funcționare se bazează pe efectul termic. Se poate folosi şi un redresor de măsurare care alimentează un aparat etalonat în valoarea la pătrat a intensității curentului.

8 – Convertor analog-digital. Acesta permite afişarea pe un display a mărimilor testate.

9 – Display. Serveşte la afişarea numerică a mărimilor testate.

10 – Amplificator pentru formarea unui canal de frecvență auditivă.

11 - Difuzor pentru transformarea impulsurilor electrice în semnale sonore a căror amplitudine variază în acelaşi sens cu amplitudinea semnalului electric.

Notă. Procesul de detecție include două aspecte:

* Demodularea impulsului de frecvență intermediară, adică obținerea anvelopei unipolare a impulsului de frecvență medie.

* Tararea impulsului demodulat după una din prevederile expuse la § a), b), c), d).

8.2.2.2. Analizorul de spectru

Voltmetrul de perturbații oferă informații asupra amplitudinii semnalului de interferență, după demodularea frecvenței intermediare şi apoi tararea acesteia. În acest caz voltmetrul de perturbații, cu ajutorul selectorului său, este acordat pentru o singură frecvență, cuprinsă între 9 kHz şi 1 GHz.

Analizorul de spectru oferă posibilitatea vizualizării pe un ecran a semnalelor de interferență pe o bandă largă, spre exemplu între 0,01 MHz şi 1000 MHz, cu posibilitatea de zoom, spre exemplu între 1.4 MHz şi 1.6 MHz.

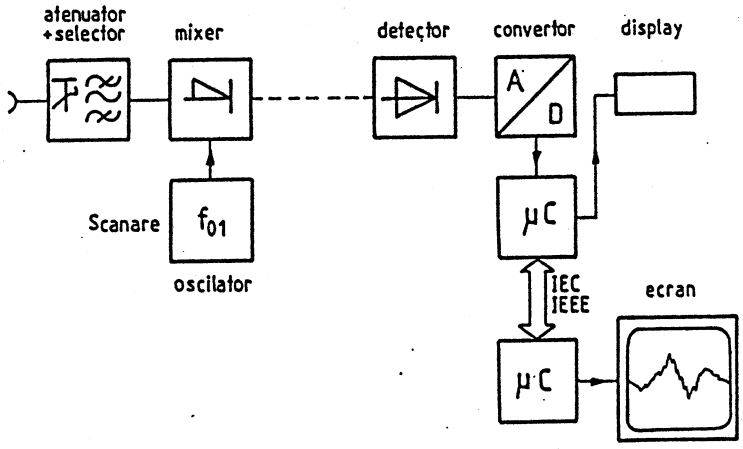


Fig.8.12. Schema bloc a analizorului de spectru Rhode & Schwarz [83, 84]

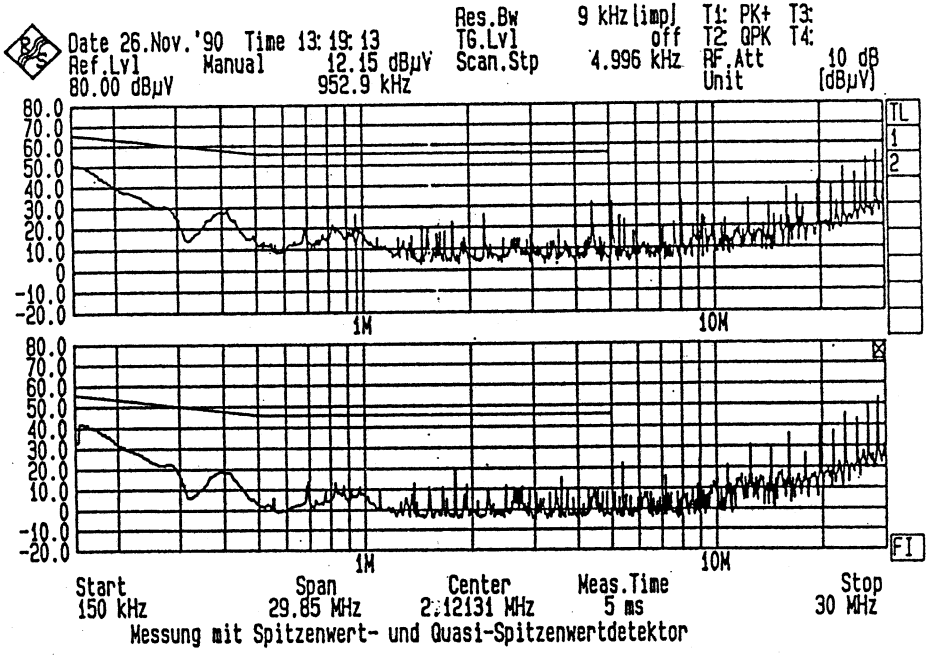


Fig.8.13. Înregistrare tipică pentru valorile de vârf (sus) şi cvasivârf (jos) [82, 83]

Rezultatele analizei sunt afişate pe un ecran, dar pot fi şi stocate într-o memorie nevolatilă.

Analizorul de spectru funcţionează în asociaţie cu voltmetrul de perturbaţii [84], iar analiza semnalului de interferenţă poate fi realizată fie în domeniul „frecvenţă intermediară", fie în domeniul „radiofrecvenţă". În fig.8.12 se prezintă schema bloc de

funcționare a analizorului de spectru în conjuncție cu voltmetrul de perturbații,în tehnica folosită de firma Rhode & Schwarz [84] pentru analiza semnalului de interferență în domeniul „radiofrecvență", adică în lanțul informațional după realizarea procesului de detecție (demodulare + tarare). Analizorul de spectru funcționează drept controller pentru voltmetrul de perturbații. Semnalul este scanat în trepte constante ceva mai înguste decât banda de frecvență intermediară aleasă. Analiza semnalului de interferență se efectuează după demodulare, tarare şi conversia A/D de către un prim microprocesor, care transferă semnalele unui display ce afişează amplitudinea. Un al doilea microprocesor, conectat cu primul printr-o magistrală de date, realizează şi baza de timp necesară funcționării unui tub cinescop.

În fig.8.13 sunt reproduse două înregistrări din laboratoarele firmei Rhode & Schwarz, obținute cu detectorul pentru valoarea de vârf şi cu cel pentru valoarea de cvasivârf, în domeniul 150 kHz şi 30 MHz, măsurări efectuate în intervalul de 5 ms. Analizorul de spectru, ca instrument complimentar la voltmetrul de perturbații, oferă posibilitatea ca într-un interval scurt de timp să se obțină o vedere de ansamblu asupra nivelului semnalelor de interferență, pentru o bandă largă de frecvențe.

8.3. ÎNCERCĂRI DE IMUNITATE, SIMULATOARE

Prin *imunitate CEM* se înțelege capabilitatea unui aparat electric sau electronic de a funcționa normal sub acțiunea unor câmpuri electromagnetice perturbatoare. În vederea verificării imunității, sunt necesare echipamente care să simuleze, în laborator, solicitările la care sunt supuse, în exploatare, aparatele electrice şi electronice.

8.3.1. IMUNITATEA LA RADIAȚIE ELECTROMAGNETICĂ RADIO

În acest caz sursele de câmp electromagnetic de interferență sunt:

* Stațiile de radio şi televiziune fixe;
* Stațiile de radio mobile (pe vehicule);
* Stațiile de tip „transceiver", adică transmițătoarele-receptoare utilizate în scopuri tehnologice (construcții, şantiere etc.).

La aceste surse de radiație se mai adaugă şi sursele de natură aleatoare, cum sunt:

* Lămpile cu descărcări în gaze;
* Instalațiile de sudură cu arc electric;
* Tiristoarele sau orice alt dispozitiv de putere care efectuează procese de comutație;
* Aparatele electrice cu comutație mecanică, ce efectuează puneri sub sarcină şi întreruperi.

Drept ghid pentru stabilirea cadrului de încercări poate servi norma CEI-801-3, prin care se stabileşte banda de frecvenţă 26 MHz–1000 MHz şi adâncimea modulaţiei 80% (fig.8.8).

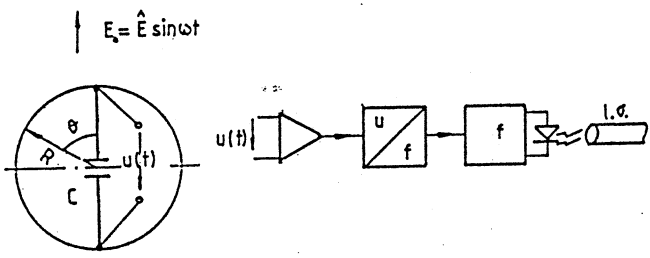


Fig.8.14. Schema de principiu a senzorului de câmp electric

Obiectul supus încercării (EUT) este plasat într-o incintă ecranată anechoică sau semi-anechoică (fig.8.6) şi este radiat de un câmp electromagnetic generat de o antenă. Uniformitatea câmpului magnetic într-un plan vertical şi tangent la obiectul supus verificării este mai bună decât 6 dB la frecvenţe peste 100 MHz. Valorile intensităţii câmpului magnetic sunt de 1, 3, 10 V/m. Intensitatea câmpului electric se măsoară cu un senzor a cărui schemă de principiu este indicată în fig.8.14. Senzorul este constituit dintr-o sferă secţionată ecuatorial (semisfere izolate). Se demonstrează [48] că tensiunea obţinută la bornele condensatorului C este proporţională cu intensitatea câmpului electric E măsurat. În sfera secţionată se află o sursă de energie (acumulator), un amplificator, un convertor tensiune-frecvenţă şi un convertor electro-optic care excită o linie optică. La potenţialul pământului semnalul luminos este reconvertit în semnal electric.

8.3.2. IMUNITATEA LA PERTURBAŢII DE CONDUCŢIE INDUSE

Pentru frecvenţe între 9 kHz şi 80 MHz, obţinerea unui câmp electric radiat de intensitate 1...10 V/m ridică importante probleme economice. Normele CEI 806-6 oferă o soluţie economică pentru acest domeniu şi care constă din următoarele:

* Obiectul încercat (*EUT*) este solicitat la perturbaţii prin intermediul conexiunilor la sursa de alimentare şi la echipamentul auxiliar (display, imprimantă etc.).

* Prin aplicarea unei tensiuni produse de un generator de semnal se simulează efectul radiaţiei electromagnetice asupra conexiunilor.

* Tensiunea aplicată conexiunilor de 1... 10 V are aceeaşi modulaţie ca şi câmpul radiat de o antenă.

În fig.8.15 se arată principiul cuplajului direct la un cablu ecranat, iar în fig.8.16 se arată cuplajul indirect la un cablu neecranat.

Tensiunea perturbatoare poate fi transferată cablului şi prin intermediul unui transformator de I F În acest caz cuplajul se numeşte indirect.

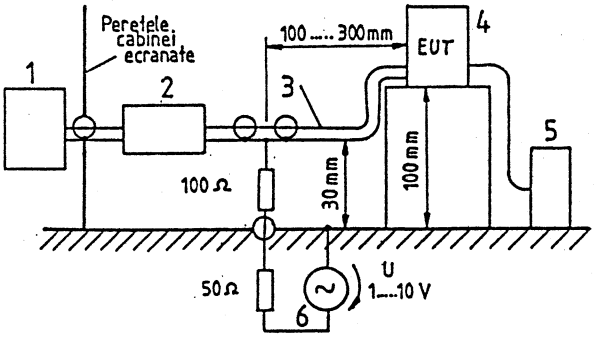


Fig.8.15. Cuplaj direct la cablu ecranat:
1 – echipament auxiliar; *2* – filtru cu ferită; *3* – cablu ecranat; *4* – obiectul încercat (*EUT*); *5* – filtru de rețea; *6* – generator de IF

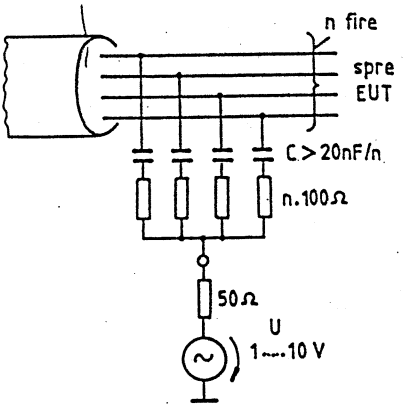


Fig.8.16. Cuplaj la un cablu neecranat cu *n* fire

8.3.3. IMUNITATEA LA DESCĂRCĂRI ELECTROSTATICE DE MICĂ ENERGIE

Descărcările electrostatice de mică energie apar în spații în care izolația este foarte bună și este realizată din material sintetic sau lână, materiale care se electrizează prin frecare. Simulatorul corespunzător are, conform normelor CEI-8001-2, schema din fig.8.17. Condensatorul de impuls *C* se încarcă la tensiune înaltă 2... 15 kV de la o sursă de tensiune continuă. Descărcarea are loc la amorsarea releului de descărcare (în gaz) *RT*, care transmite impulsul unui cap de descărcare *CD*. Acesta se aplică (face contact) cu carcasa obiectului încercat. Curentul obținut are forma din fig.8.18 și prezintă o valoare de vârf după aproximativ 1 ns și apoi al doilea maxim după aproximativ 30 ns.

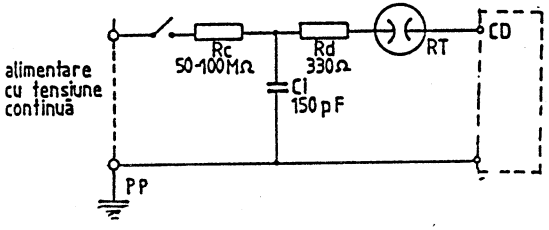


Fig.8.17. Schema de principiu a generatorului de descărcări electrostatice

Din punct de vedere constructiv aparatul se compune dintr-o unitate care livrează tensiunea înaltă și o altă unitate, sub forma unui piston, care conține piesele din schema fig.8.15.

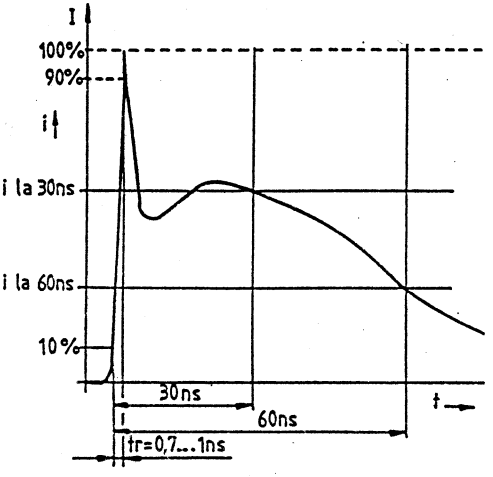


Fig.8.18. Forma undei de curent a generatorului de descărcări electrostatice

Descărcarea electrostatică poate fi aplicată şi pieselor izolante (carcase, tastatură etc.). În acest caz, dacă aparatul rezistă încercării, nu apare un curent de descărcare. Există variante constructive prin care se elimină releul de descărcare, iar descărcarea are loc în aer între capul de descărcare şi carcasa metalică a aparatului încercat. Această variantă are dezavantajul că viteza de apropiere a capului de încercare poate conduce la descărcări nereproductibile.

8.3.4. IMUNITATEA LA PACHETE DE DESCĂRCĂRI ÎN SALVE

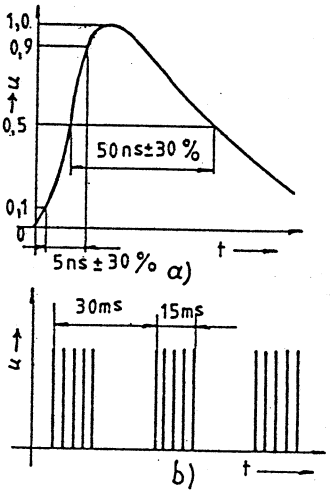


Fig.8.19. Descărcări în salve: *a* – forma undei; *b* – succesiunea salvelor

Procesul de conectare mecanică a unui circuit este însoţit de fenomenul de vibraţie a contactelor [13]. Acest fenomen constă în respingerea elementului mobil de contact şi revenirea lui în starea închis de câteva ori până la stabilirea definitivă a contactului. În cazul unui releu cu sarcina inductivă, fenomenul de vibraţie conduce la supratensiuni repetitive ($1/2Li^2 = 1/2Cu^2$) de mică energie. Simulatorul corespunzător, conform normelor CEI 801-4, produce o undă unipolară cu durata frontului de 5 ns ± 30% şi durata semiamplitudinii de 50 ns ± 30%, ca în fig.8.19, *a*. Pachetul de supratensiuni durează 15 ms şi se repetă la 300 ms, ca în fig.8.19, *b*. Severitatea încercării se stabileşte la înţelegere între fabricantul de obiect testat şi utilizator. Durata încercării este de 1 minut. Un exemplu poate fi următorul:

* Severitatea încercării 3
* Amplitudinea tensiunii în cazul încercării unei linii de alimentare ..... 2 kV
* Amplitudinea tensiunii în cazul încercării unei linii care transmite date..... 1 kV
* Frecvenţa impulsurilor într-un pachet ..... 5 kHz.

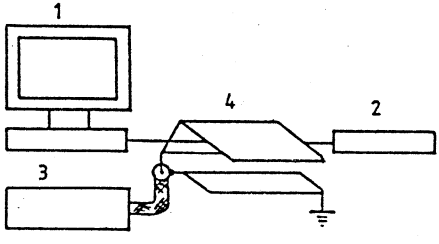


Fig.8.20. Cuplaj capacitiv: *1* – display; *2* – plotter; *3* – generator de supratensiuni în salve; *4* – sistem de cuplaj

Cuplajul între simulator şi linia de alimentare se efectuează printr-un condensator de 3... 10 μF. În cazul încercării liniei care transferă date, cuplajul este neconcentrat şi se realizează printr-o capacitate de 50... 200 pF, ca în fig.8.20.

8.3.5. IMUNITATEA LA SUPRATENSIUNI DE IMPULS DE MARE ENERGIE

Conform normelor CEI 801-5, verificarea la imunitate a produselor electrotehnice şi electronice se face pentru două situaţii, şi anume:

* supratensiunea de trăsnet de forma 1,2/50 μs;
* supratensiunea de comtuaţie de forma 10/700 μs.

8.3.5.1. Supratensiunea de trăsnet. Simulatorul are o schemă de principiu ca în fig.8.21 şi este numit *generator combinat* fiindcă în gol livrează unda de tensiune unipolară de forma 1,2/50 μs, ca în fig.8.22, *a*, iar în scurtcircuit livrează curentul de forma 8/20 μs, ca în fig.8.22, *b*. Impedanţa internă a generatorului combinat este dată de relaţia:

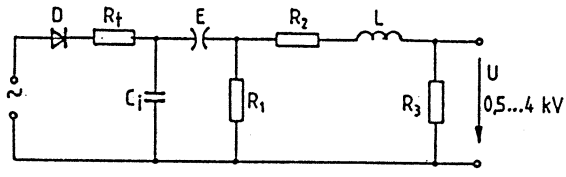


Fig.8.21. Schema de principiu a generatorului combinat:
a – de tensiune; *b* – de curent

$$Z_G = \frac{\text{tensiunea în gol, } \hat{u}}{\text{curentul de scurtcircuit, } \hat{i}} = 2\ \Omega \pm 1\% \qquad (8.4)$$

Funcţionarea generatorului se bazează pe descărcarea condensatorului de impuls C_i pe sistemul de rezistenţe R_1, R_2, R_3 şi inductivitatea L. Descărcarea are loc la amorsarea eclatorului E. Funcţionarea în gol se consideră dacă impedanţa la ieşirea este mai mare decât 10 kΩ, iar funcţionarea în scurtcircuit se consideră dacă impedanţa la ieşire este mai mică de 0,1 Ω.

În funcţionare normală supratensiunea de trăsnet apare prin linia de alimentare cu energie electrică. La simularea acestei supratensiuni cuplajul cu generatorul combinat G se preferă a fi capacitiv, ca în fig.8.23. Capacitatea condensatorului de cuplaj este de 9 sau 18 μF. La sistemele trifazate testul se aplică între fiecare conductor (L_1, L_2, L_3, N) şi pământul de protecţie.

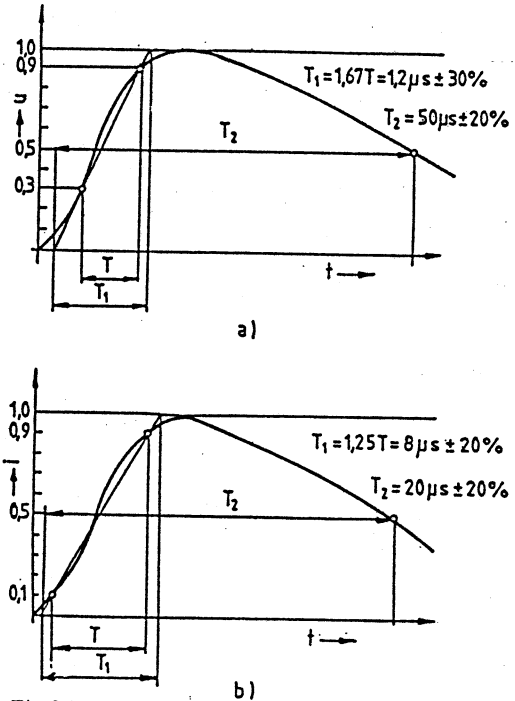


Fig.8.22. Unde livrate de generatorul combinat:
a – de tensiune; *b* – de curent

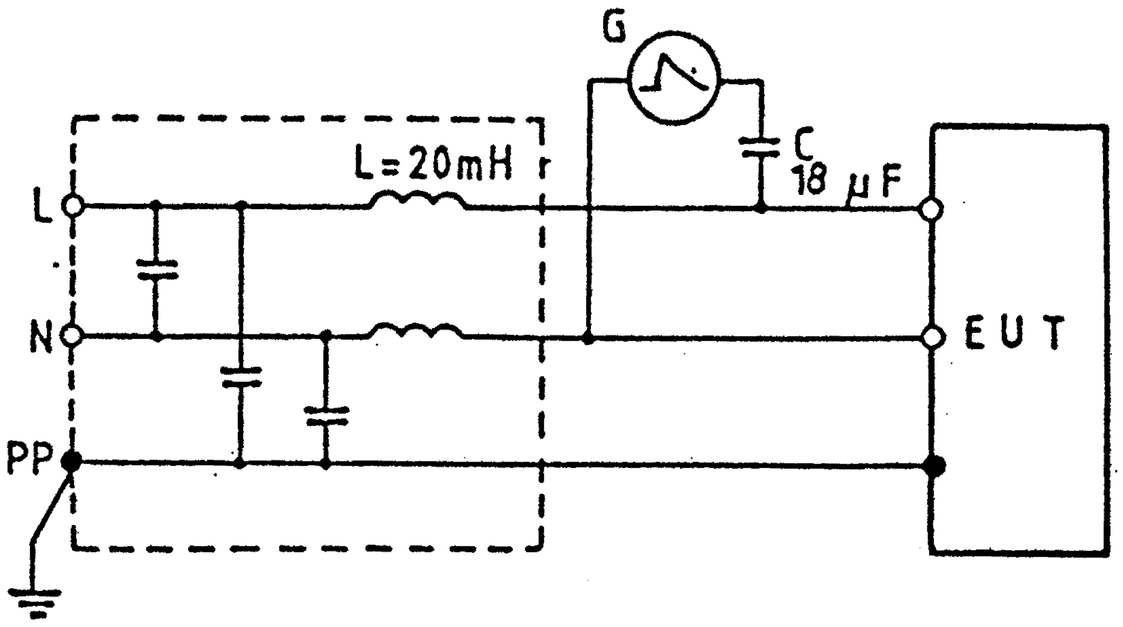


Fig.8.23. Cuplaj capacitiv al generatorului cu linia de alimentare

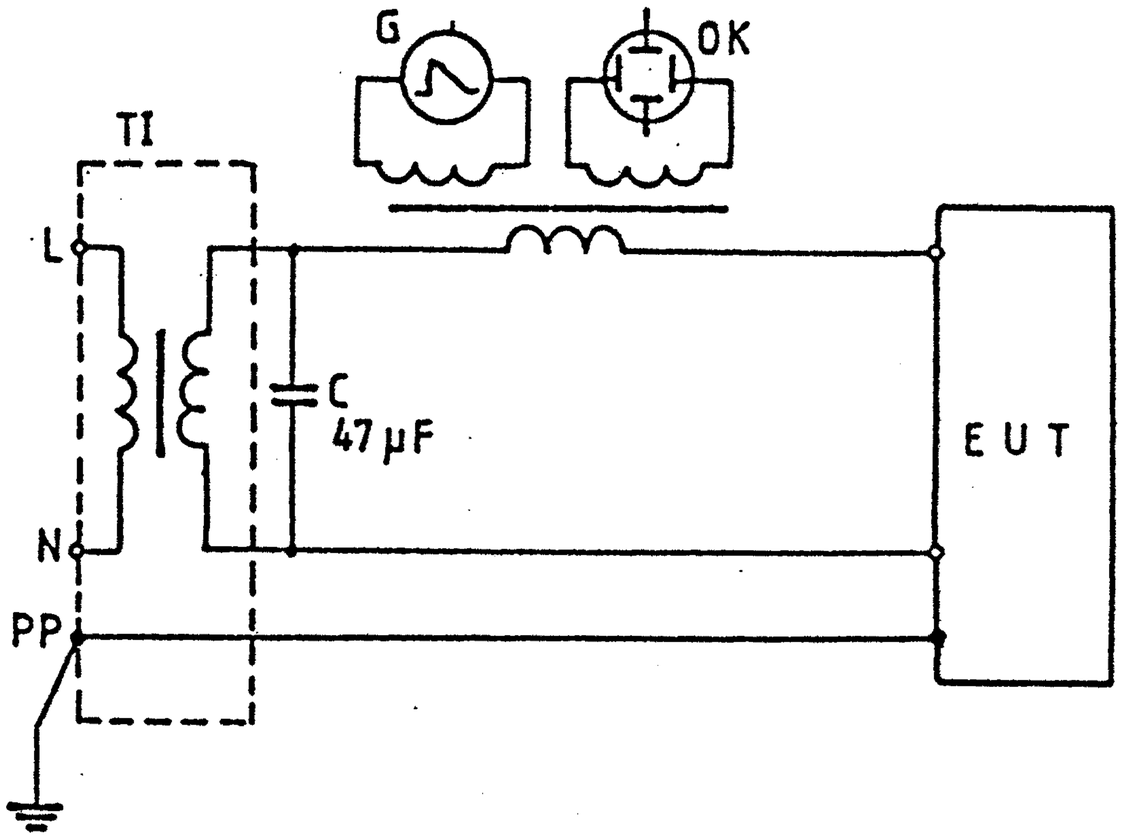


Fig.8.24. Cuplaj inductiv al generatorului cu linia de alimentare

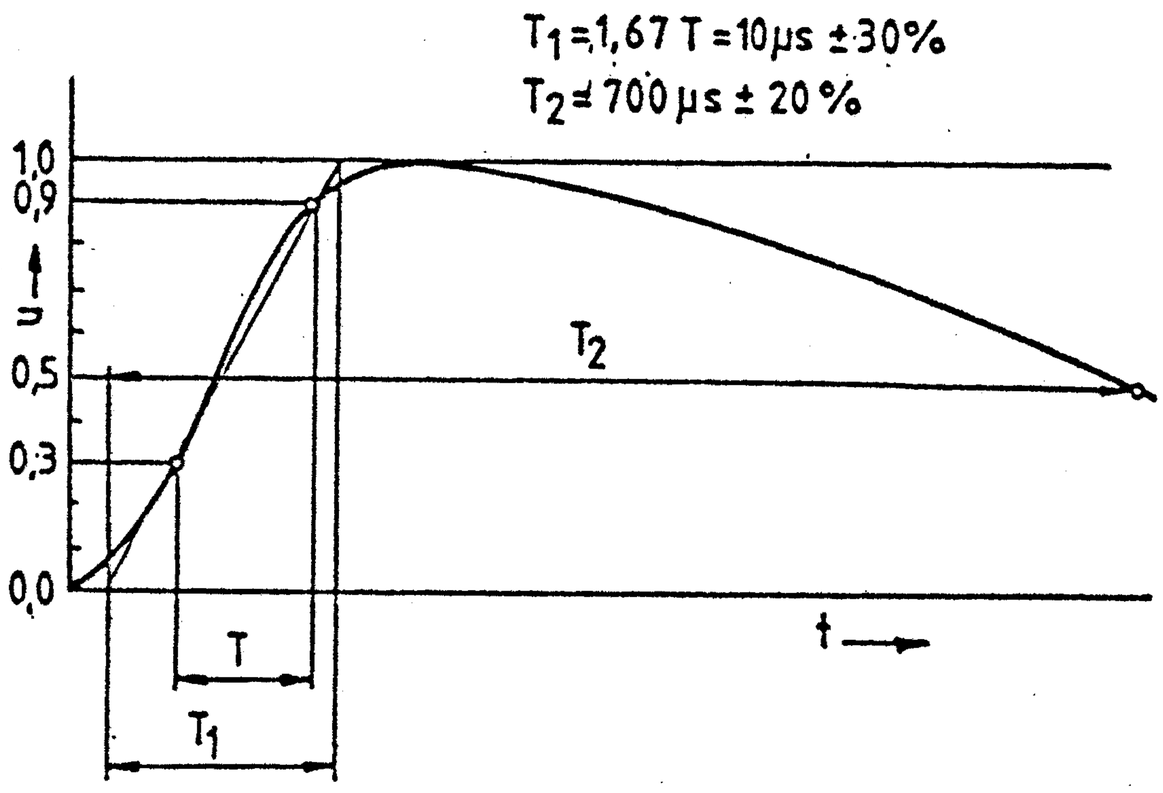


Fig.8.25. Unda lungă de 10/700 µs

Decuplajul față de sursa de alimentare se realizează cu o rețea L, C în care inductivitatea L = 20 mH.

În cazul în care nu este posibil un cuplaj capacitiv, se poate folosi şi un cuplaj transformatoric (inductiv), cum se arată în fig.8.24. În acest caz este necesar ca alimentarea din rețeaua de energie să se efectueze printr-un transformator de izolare (TI).

8.3.5.2. Supratensiuni de comutație. În acest caz, testarea, ca procedeu tehnic, este similară cu testarea la unda 1,2/50 µs, dar parametrii generatorului sunt diferiți, pentru a livra unda de tensiune în gol de 10/700 µs, ca în fig.8.25. Tensiunea este reglabilă între 0,5 kV şi 4 kV, iar curentul de scurtcircuit este cuprins între 15,5 A şi 100 A. Condițiile de gol şi scurtcircuit se mențin aceleaşi ca în cazul undei 1,2/50 µs.

Schema electrică de principiu a generatorului este prezentată în fig.8.26 [61]. Condensatorul de impuls se încarcă de la o sursă de curent continuu prin intermediul rezistenței de limitare R_l. Ulterior este descărcat cu ajutorul unui eclator E pe condensatorul C_5 prin intermediul rezistențelor R_1 (de spate), R_2 (de front). Rezistența R_3 este limitatoare de curent şi se poate scurtcircuita în cazul existenței unei alte

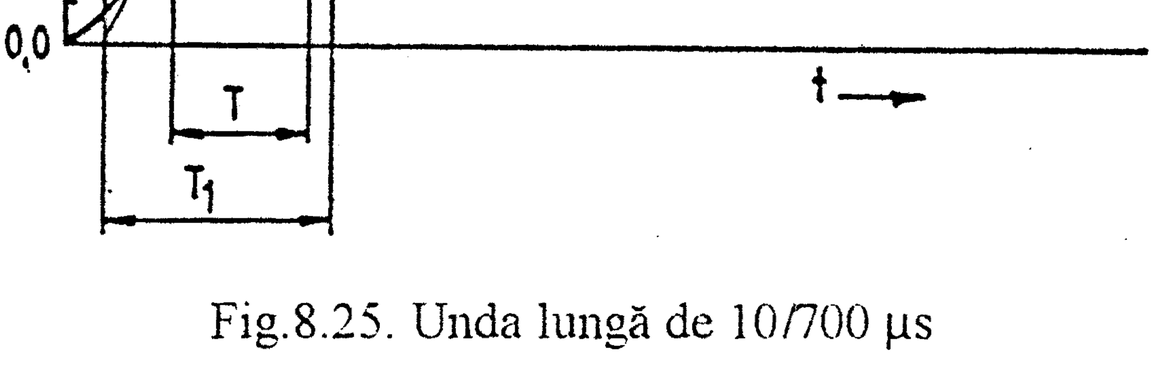


Fig.8.26. Schema electrică de principiu a generatorului de undă lungă 10/700 µs

rezistențe în afara structurii compacte a generatorului. Pentru dimensionarea generatorului de impuls se poate consulta lucrarea [61].

În joasa tensiune supratensiunea de comutație apare la deconectarea sarcinilor inductive, dar şi în prezența inductivității proprii a unei rețele electrice în cazul întreruperilor bruşte de curent, ca în cazul topirii siguranțelor fuzibile. În acest caz supratensiunea ΔU este proporțională cu inductivitatea L a rețelei, cu curentul i_1 limitat de siguranța fuzibilă, şi invers proporțională cu durata t_a a arcului electric, cum se arată în lucrarea [13]:

$$\Delta U \sim L \frac{i_1}{t_a}$$

În fig.8.27 se arată că această supratensiune de comutație se poate produce în timp în jurul valorii de vârf a tensiunii de 50 Hz, care este tensiunea de alimentare a aparatului electric sau electronic încercat.

Din această cauză este necesar ca simulatorul să livreze supratensiunea sincron cu valoarea de vârf a tensiunii sursei de alimentare.

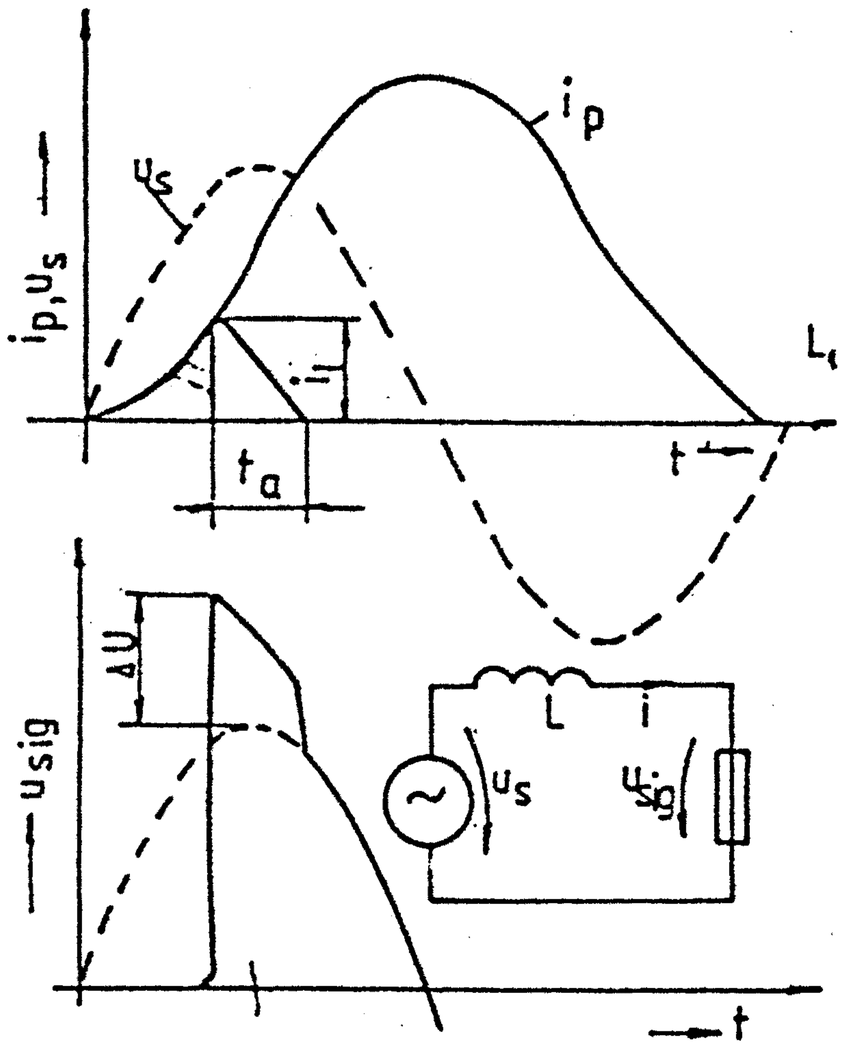


Fig.8.27. Supratensiune la topirea unei siguranțe

Notă. Supratensiunile de impuls solicită circuitele de alimentare de la rețea ale aparatelor electrice şi electronice.

8.3.6. SIMULATORUL EMP ŞI NEMP

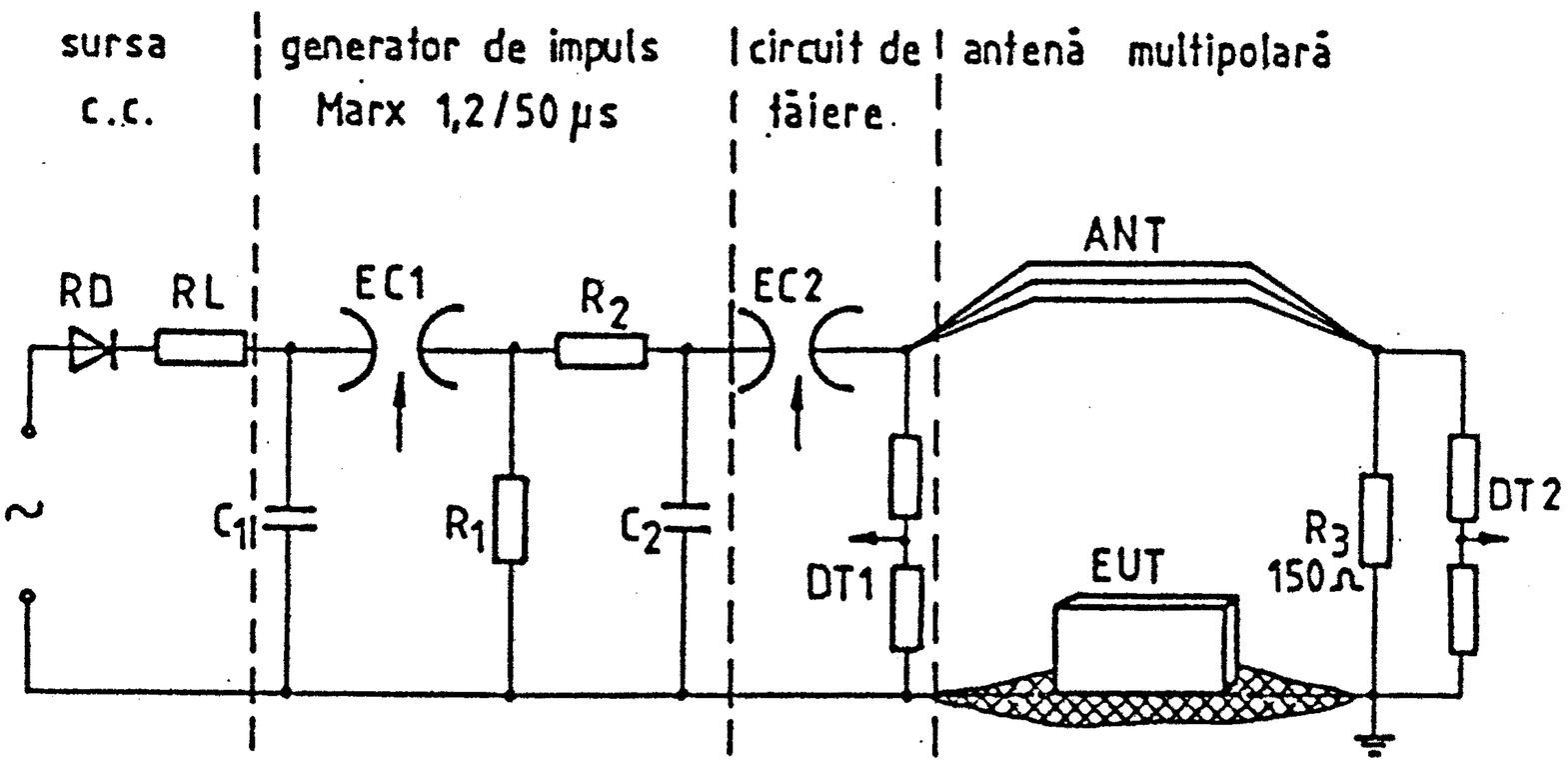
Echipamentele complexe, cum sunt aeronavele, automobilele, vehiculele militare, se încearcă la:

* *EMP* (ElectroMagnetic Pulse). Descărcările atmosferice produc, în mediul ambiant, un câmp electromagnetic caracterizat prin intensitatea mare a câmpului electric, până la E = 100 kV/m şi o intensitate mare a câmpului magnetic, până la H = 1 kA/m.

* *NEMP* (Nuclear ElectroMagnetic Pulse). Explozia nucleară este însoțită de o undă electromagnetică ce se propagă sub forma unui impuls unipolar cu intensitatea mare a componentelor de câmp.

Testarea echipamentelor de importanță mare se efectuează cu ajutorul unui generator capabil să livreze o undă electromagnetică rapidă, adică cu o durată a frontului (10% ... 90%) de 5... 10 ns şi o durată a semiamplitudinii de 10 ns... 10 μs. Impulsul standardizat NATO este de tipul 5/200 ns.

Principiul de funcționare al generatorului EMP se urmăreşte în fig.8.28.



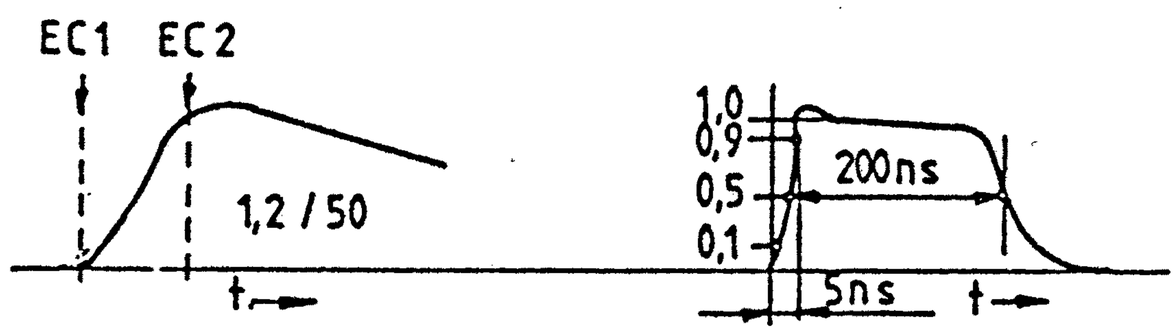


Fig.8.28. Schema de principiu pentru generarea unei unde EMP

a) *Sursa de tensiune continuă* conține redresorul *RD* și rezistența de limitare *RL*.

b) *Generatorul de impuls de tensiune* cu mai multe etaje (construcție E. Marx) este format din condensatorul de impuls G_1, eclatorul EC_1, rezistența de spate R_1, rezistența de front R_2, condensatorul de sarcină C_2, divizorul de tensiune DT_1. Generatorul de impuls este capabil să producă unda normală 1,2/50 μs.

c) *Circuitul de tăiere* este format dintr-un eclator care funcționează în gazul SF_6 sub presiune de cca 6 bar = $6 \cdot 10^5$ Pa. Unda de impuls livrată de generatorul tip E. Marx este tăiată pe front cu ajutorul eclatorului într-un timp mai scurt decât 5 ns.

d) *Antena* este formată din mai multe conductoare în paralel, cu traseu divergent, apoi paralel în zona obiectului supus încercării (*EUT*) și apoi convergent pe impedanța de sarcină $R_3 \approx 150\ \Omega$. Această impedanță este și impedanța caracteristică a antenei privite ca linie lungă.

Unda astfel generată, prin amorsarea eclatorului EC_2, călătorește pe antenă producând atât câmp electric, cât și câmp magnetic intens, față de un electrod format din plasă metalică, electrod conectat la pământ.

Unda călătoare pe antenă este total absorbită de impedanța de sarcină (150 Ω), egală cu impedanța caracteristică. Procesul de trimitere a undei călătoare pe antenă este repetat de mai multe ori, în scopul simulării unei descărcări atmosferice.

8.4. NIVELUL SEMNALELOR PERTURBATOARE EMISE

Semnalele de interferență emise de un echipament electric sau electronic în funcțiune pot fi cuantificate în categoriile: tensiune, curent, câmp electric, frecvență.

8.4.1. EXEMPLU DE SEMNAL DE TENSIUNE

În fig.8.29 se prezintă o schemă electrică pentru detectarea semnalelor perturbatoare emise la funcționarea unui motor electric cu colector, semnale transmise pe linia electrică de alimentare a motorului. Nivelul acestor semnale este măsurat între conductoarele active (L_1, N) şi pământul de protecție (PP). Filtrul L_f, C_f este instalat în amonte pentru a bloca perturbațiile din rețeaua de alimentare. Inductivitățile L_m sunt adaptate cu banda de frecvență a semnalelor emise de motor, astfel încât aceste semnale perturbatoare să nu pătrundă în rețea. Semnalele perturbatoare u_{d1}, u_{d2} sunt culese la bornele impedanțelor Z, care sunt cuplate capacitiv cu liniile L_1 şi N. Flitrele şi impedanțele de cuplaj sunt standardizate pentru a oferi posibilitatea unor măsurări comparabile.

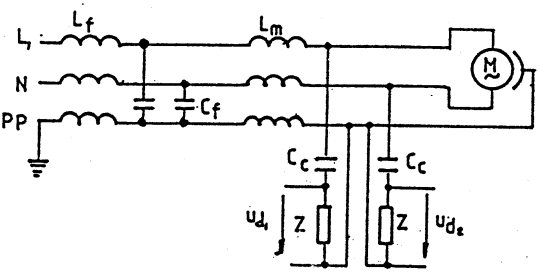


Fig.8.29. Schema pentru măsurarea semnalelor perturbatoare de tensiune

8.4.2. EXEMPLU DE SEMNAL PERTURBATOR DE CURENT

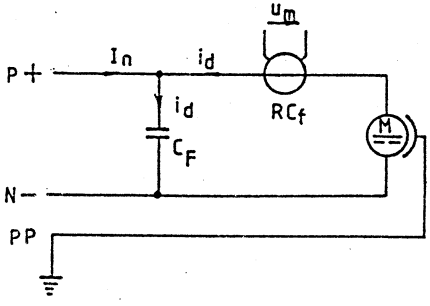


Fig.8.30. Schema pentru măsurarea unui semnal perturbator de curent

În fig.8.30 este prezentată schema de principiu pentru măsurarea unui semnal perturbator de la linia P, N prin intermediul reductorului de curent de înaltă frecvență RC_f. Condensatorul C_F constituie un by-pass pentru curentul perturbator de înaltă frecvență. Tensiunea de măsurare u_m este proporțională cu curentul perturbator emis.

Note

a) Analiza semnalelor de tensiune emise se efectuează cu ajutorul voltmetrului de perturbații, cu care se stabileşte frecvența şi nivelul semnalului ca valoare de vârf, medie etc.

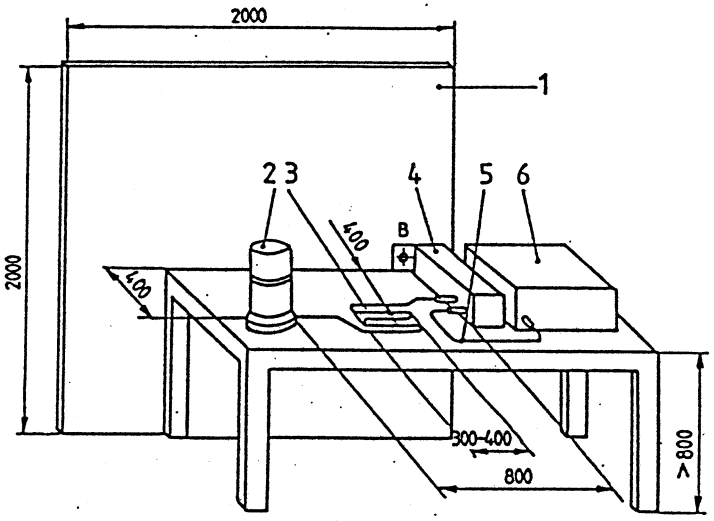


Fig.8.31. Amplasament geometric după DIN VDE 0870:
1 – perete metalic 2000 × 2000 mm^2; *2* – obiectul testat; *3* – cordonul de alimentare; *4* – model de reţea + senzorul de tensiune; *5* – racord la voltmetrul de perturbaţii; *6* – voltmetrul de perturbaţii

b) Cuantificarea semnalelor de interferenţă emise cu $f < 30$ MHz, în vederea reproductibilităţii şi a compatibilităţii, se face în condiţii prevăzute de standarde. Astfel norma DIN VDE 0870-1 recomandă un amplasament geometric, ca în fig.8.31. Masa de referinţă *1* constă dintr-o placă metalică cu dimensiunile cel puţin 2000 × 2000 mm^2, iar obiectul testat *2* este aşezat la o distanţă de 400 mm faţă de masa de referinţă. Cordonul de alimentare *3* al obiectului testat *2* este strâns în bucle de 300... 400 mm, astfel încât distanţa între obiectul testat *2* şi modelul de reţea + senzorul de tensiune *4* să fie de 800 mm. Înălţimea mesei izolante pe care se aşază obiectele este de 800 mm. Voltmetrul de perturbaţii *6* este plasat în imediata apropiere a modelului de reţea. Conexiunea între senzor şi voltmetrul de perturbaţii *6* se face prin cablul coaxial *5*. Pământul de protecţie al modelului de reţea (filtru) este conectat la placa metalică prin borna *B*.

8.4.3. EXEMPLU DE AMPLASAMENT LA MĂSURAREA SEMNALELOR DE RADIOFRECVENŢĂ CUPRINSE ÎNTRE 30 MHZ ŞI 1000 MHZ

După CISPR, publicaţia 16 şi DIN VDE 0870-2 se alege un teren neted de formă elipsoidală, lipsit de obiecte reflectorizante (clădiri, ziduri, acoperişuri metalice etc.). Distanţa între focare fiind D, într-unul din focare se plasează obiectul supus încercării, iar în celălalt se plasează antena de recepţie. Axa mare a elipsei este $2D$, iar axa mică este $\sqrt{3}\,D$. În fig.8.32 se arată amplasamentul de măsurare. Înălţimea la care se aşază obiectul testat *1*, pe o masă izolantă, este $H_1 = 1...\ 2$ m. Înălţimea de aşezare a antenei de recepţie *2* este $H_2 = 1...\ 6$ m, pentru a recepţiona semnalul cel mai puternic

obținut prin radiație directă și radiația reflectată de suprafața conductoare (metalică) a solului. Aparatul *3*, cu ajutorul căruia se efectuează analiza semnalului, se plasează în afara elipsei definite de distanța *D* între focare.

În tabelul 8.1 se precizează mărimea *D* în funcție de frecvența prognozată a semnalului de interferență.

Tabelul 8.1

Distanța D intre focarele elipsei

f [Hz]	*D* [m]
≤ 30 MHz	100
30... 100 MHz	30
100... 300 MHz	10
≥ 300 MHz	3

Notă. În cazul unor echipamente complexe, cum sunt centralele telefonice digitale, există mari dificultăți de a transporta și pune în funcțiune o asemenea instalație în aer liber. De accea asemenea echipamente se testează în incinte anechoice de mari dimensiuni, cu $D \approx 10$ m, iar în locul antenelor se folosesc senzori de câmp electric.

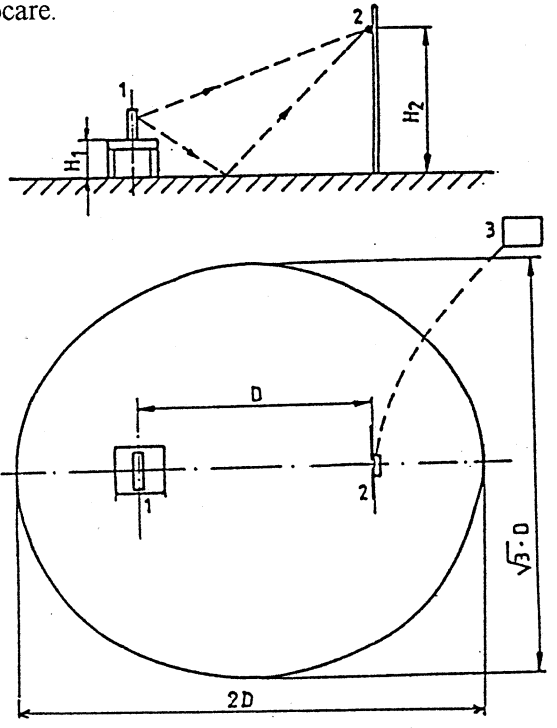


Fig.8.32. Amplasament pentru 30 < *f* < 1000 MHz: *1* – obiectul testat; *2* – antenă de recepție; *3* – analizor de semnal

8.5. NORME DE ÎNCERCARE

În stadiul existenței unei multitudini de semnale (perturbatoare) de interferență, la nivel mondial, regional sau național, a apărut necesitatea ca:

a) Să se limiteze nivelul semnalelor perturbatoare (de interferență) emise.

b) Să se cuantifice nivelul semnalelor de interferență la care echipamentele electrice și electronice mai pot funcționa în bune condiții.

În tabelul 8.2 este dată lista principalelor standarde după care se cuantifică nivelul semnalelor perturbatoare emise și nivelul de imunitate. În standarde sunt specificate definițiile mărimilor în cauză, metodele de încercare și echipamentul necesar efectuării încercărilor.

Tabelul 8.2

Standarde privind compatibilitatea electromagnetică

<table>
<tr><th colspan="3">Emisia de interferenţă</th><th>Imunitate la interferenţă</th></tr>
<tr><td>Emisia condusă pe linia electrică de alimentare</td><td>Emisia condusă pe liniile de date, semnalizare şi monitorizare</td><td>Emisia de radiaţie electromagnetică</td><td rowspan="4">La nivel mondial: IEC (CEI) 801
Partea 2. Descărcări electrostatice.
Partea 3. Radiaţie electromagnetică 9 kHz... 1 GHz.
Partea 4. Pachete de descărcări în salve.
Partea 5. Impuls.
Partea 6. Radiaţie de conducţie indusă.
Comunitatea Europeană: EN 55101-2 (descărcări electrostatice) EN 55101-3 (radiaţie electromagnetică) EN 55101-4 (pachete de descărcări în salve).
Germania: VDE 0843-2 (descărcări electrostatice) VDE 0843-3 (radiaţie electromagnetică) VDE 0843-4 (pachete de descărcări în salve).</td></tr>
<tr><td colspan="3"></td></tr>
<tr><td colspan="3">Standarde semnificative</td></tr>
<tr><td colspan="3">La nivel mondial: CISPR, Publicaţiile 11, 14, 16, 22
Comunitatea Europeană: EN 55011, EN 55014, EN 55022
Germania: VDE 0871, VDE 0872, VDE 0875, VDE 0876, VDE 0877, VDE 0878.</td></tr>
</table>

CISPR: Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques.
IEC sau CEI: International Electrotechnical Commission sau Commission Électrotechnique Internationale.
EN: European Norm.
DIN-VDE: Deutsches Institut für Normung - Verband Deutscher Elektrotechniker.

8.6. TEHNOLOGIA INCINTELOR ECRANATE

Această tehnologie este îndreptată către folosirea unor materiale specifice şi a unor metode de încercare adecvate în domeniul CEM.

8.6.1. MATERIALE

În tehnica CEM, se folosesc în funcţie de scopul urmărit, o gamă largă de materiale cu proprietăţi fizice diversificate, după cum urmează:

a) *Ecranare magnetostatică.* În acest caz, pentru realizarea incintei ecranate se folosesc tole din aliaje Ni-Fe de mare permeabilitate, cu denumiri ca Permaloy, Mumetall, Permenorm (a se vedea § 4.1).

b) *Ecranare la câmp magnetic variabil şi la radiaţie electromagnetică.* Pentru acest tip de ecranare se cer condiţiile:

* conductivitate electrică mare, pentru a obţine o reflexivitate mare şi pentru a facilita formarea curenţilor turbionari;

* permeabilitate magnetică semnificativă, pentru a asigura ecranare la frecvenţe joase (50 Hz... 1000 Hz).

În vederea atingerii acestui scop se preconizează soluţiile următoare:

– folosirea tolei de oţel zincate pe ambele suprafeţe;

– folosirea unei tole compund Ol-Cu;

– folosirea unui material placat Ol-Cu.

În cazul cutiilor cate adăpostesc echipament electronic generator de perturbaţii (emisie de câmp electric variabil), se practică metalizarea suprafeţelor interioare. În acest fel aceste suprafeţe devin reflectorizante.

c) *Camere anechoice.* O asemenea cameră se obţine dacă pe pereţii interiori ai unei incinte ecranate se aplică un strat absorbant al radiaţei electromagnetice. Stratul absorbant poate fi constituit din piramide din poliuretan (cu alveole deschise) impregnate cu carbon şi ignifugate (vezi § 8.2). Schiţa unui bloc de piramide absorbante ECOSORB VAP-45 (Emerson & Cuming) este dată în fig.8.33. Reflexivitatea oferită de asemenea piramide absorbante ajunge la –45 dB la 1 GHz.

d) *Garnituri de IF.* Tolele de Ol zincat din care se construiesc incintele ecranate se asamblează după un procedeu care elimină sudura, dar care necesită garnituri de înaltă frecvenţă între tolele care se asamblează. Rolul funcţional al garniturii de IF este următorul:

* asigură contacte multiple care favorizează micşorarea rezistenţei de contact între tole şi deci facilitează formarea curenţilor turbionari;

* preia abaterile dimensionale, garnitura fiind realizată din tresă de Cu-Be, de mare elasticitate.

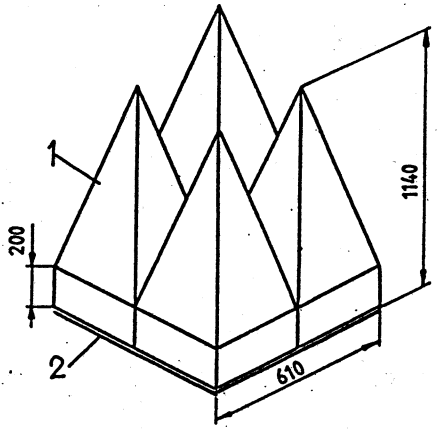


Fig.8.33. Schița unui modul de piramide absorbante:
1 – piramidă absorbantă; *2* – reflector metalic

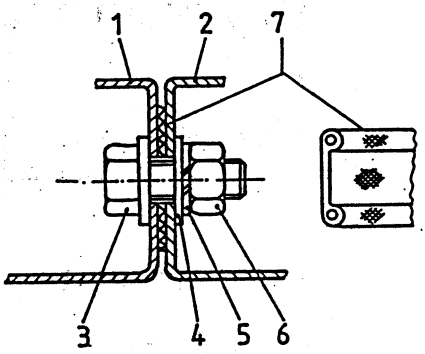


Fig.8.34. Detaliu de îmbinare:
1, *2* – tole de Ol zincat; *3*, *4*, *5*, *6* – sistem de strângere; *7* – garnitură Cu-Be

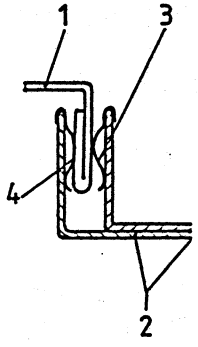


Fig.8.35. Detaliu de contacte la ușă:
1 – cadru fix; *2* – ușă rabatabilă;
3, *4* – lamele de contact

Un mod de îmbinare a tolelor care formează pereții unei incinte ecranate este schițat în fig.8.34. Între tolele *1* și *2* din Ol zincat se introduce garnitura *7*. Ansamblul este strâns cu un șurub de presiune.

e) *Contactele multiple la ușă*. Periferia ușii de acces într-o incintă ecranată este prevăzută cu contacte multiple pentru a asigura închiderea curenților turbionari. Ușa are pereți metalici dubli, iar contactul se asigură prin lamele de contact din Cu-Be, pentru ambele tole care alcătuiesc ușa, ca în fig.8.35.

Notă. Garniturile de IF și lamelele de contact trebuie să fie compatibile, din punct de vedere electrochimic, cu piesele între care se stabilește contactul. Spre exemplu garnitura Cu-Be este acoperită cu Cd pentru contactul cu Ol zincat. Lamelele arcuitoare se zincheză în cazul contactului între piese din Ol zincat.

8.6.2. MĂSURĂRI DE MATERIALE

Materialele folosite în tehnica CEM (garnituri, materiale reflectorizante, materiale absorbante) se verifică din punct de vedere al calității și în scopul îndeplinirii funcției proiectate. În unele situații nu se pot efectua determinări absolute, iar soluția optimă apare în baza datelor comparative obținute pe mai multe variante.

a) **Impedanța de transfer a unei garnituri de IF**. Se urmărește să se obțină o valoare minimală a căderii de tensiune pe garnitură din domeniul de frecvență 10 kHz...1 GHz. În acest scop se imaginează [66] o structură coaxială ca în fig.8.36.

Curentul $I(\omega)$ este introdus coaxial în dispozitivul de încercare şi parcurge impedanţa caracteristică $1(Z_c = 50\ \Omega)$, contraplaca *4*, garnitura încercată *3* şi se închide prin placa *2* şi ecranul cablului coaxial *7*. Captarea semnalului de tensiune $U(\omega)$ se efectuează prin intermediul plăcii *6* şi a garniturii *5*. Impedanţa de transfer este definită de relaţia:

$$Z_{tg} = \frac{U(\omega)\,l}{I(\omega)} \ [\Omega m] \qquad (8.5)$$

relaţie în care l este lungimea desfăşurată a garniturii testate. Impedanţa de transfer a garniturii, cum se arată în fig.8.37, conţine o reţea cu inductivităţi, capacităţi şi rezistenţe.

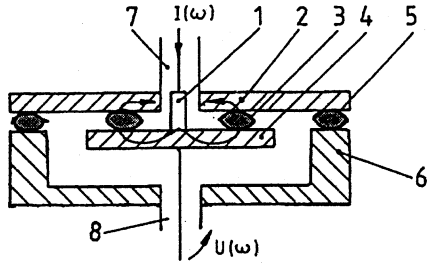


Fig.8.36. Structură coaxială la măsurarea impedanţei de transfer a unei garnituri: *1*–impedanţa terminală de 50 Ω; *2*–placă metalică de întoarcere a curentului $I(\omega)$; *3*–garnitura testată; *4*–contraplacă; *5*–garnitură pentru culegerea semnalului $U(\omega)$; *6*–placă metalică pentru semnalul $U(\omega)$; *7*, *8*–cablu coaxial

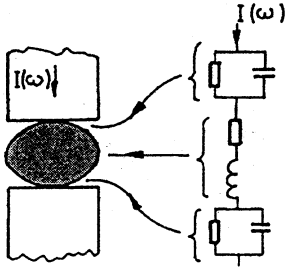


Fig.8.37. Impedanţa garniturii constă dintr-o reţea *R*, *L*, *C*

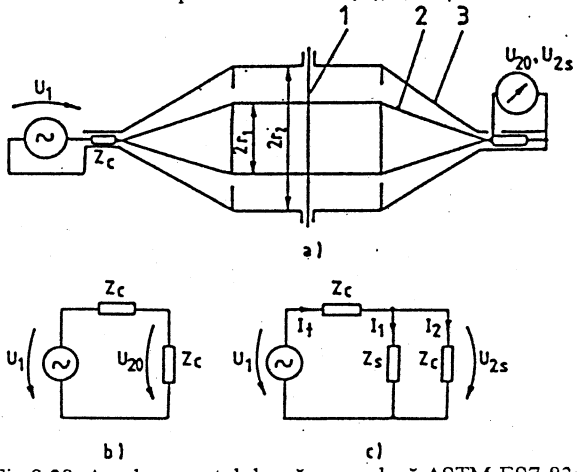


Fig.8.38. Amplasamentul de măsurare după ASTM-ES7-83: *1* – placă testată; *2* – sistem con-cilindru interior; *3* – sistem con-cilindru exterior

O metodă de a măsura impedanţa de transfer poate consta şi din măsurarea rezistenţei de contact în curent continuu cu un dispozitiv standard de îmbinare (fig.8.34), de lungime, de exemplu, 20 cm [67]. Acest gen de măsurare are semnificaţie în sensul că cu cât rezistenţa de contact va fi mai mică, cu atât formarea curenţilor turbionari este mai favorizată. În orice caz, rezultatele măsurărilor au numai valoare comparativă (de a stabili o ordine între diferite materiale).

b) **Determinarea eficienţei ecranării la radiaţia la mare distanţă de sursă.** În acest scop se foloseşte o celulă recomandată de ASTM-ES7-83 [52]. În celula de încercare se produc unde TEM; componenta de câmp electric este orientată perpendicular pe cea de câmp magnetic. Amplasamentul de măsurare este prezentat în fig.8.38, *a*. Un generator de semnal *GS* alimentează o structură coaxială formată din două conuri şi doi cilindri separaţi între ei prin materialul testat, sub formă de placă subţire. Coaxialitatea conurilor şi cilindrilor este asigurată pentru impedanţa caracteristică de 50 Ω. Impedanţa caracteristică a sistemului format din doi cilindri coaxiali se calculează cu relaţia:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \tag{8.6}$$

unde inductivitatea specifică este:

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} \tag{8.7}$$

şi capacitatea specifică este:

$$C_0 = \frac{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \tag{8.8}$$

Rezultă astfel, cu relația (8.6), impedanța caracteristică pentru $\varepsilon_r = 1$:

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \ln \frac{r_2}{r_1} \tag{8.9}$$

Norma ASTM-ES7-83 prevede ca $2r_2 = 99{,}75 \pm 0{,}05$ mm şi $2r_1 = +43{,}70-0{,}05$ mm.

Procedeul include o măsurare fără sarcină conform schemei din fig.8.38, *b* unde:

$$U_{20} = \frac{U_1}{2} \tag{8.10}$$

şi o măsurătoare cu proba introdusă în dispozitiv, când se obține tensiunea U_{2s}.

Din fig.8.38, *c* rezultă:

$$I_t = I_1 + I_2 \tag{8.11}$$

sau

$$\frac{U_{2s}}{Z_c} = \frac{U_1}{Z_c + \frac{Z_c Z_s}{Z_c + Z_2}} - \frac{U_{2s}}{Z_s} \tag{8.12}$$

$$U_{2s} = U_1 \frac{Z_s}{Z_c + 2Z_s} \tag{8.13}$$

Prin definiție atenuarea oferită pe placa subțire este dată de relația:

$$S\,[\text{dB}] = 20 \log \frac{U_{20}}{U_{2s}} = 20 \log \left(1 + \frac{Z_c}{2Z_s}\right) \tag{8.14}$$

Impedanța caracteristică este cunoscută din relația (8.9). Impedanța de sarcină este rezistența unui inel circular cu grosimea *g*. Rezultă:

$$Z_s = \frac{\rho}{2\pi g} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = \frac{\rho}{2\pi g} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

Se revine asupra relației (8.14) şi se obține:

$$S[\text{dB}]=20\log\left(1+\frac{Z_0\sigma g}{2}\right) \tag{8.15}$$

Notă. Demonstrația a fost făcută la o frecvență foarte joasă și ca urmare, la frecvențe înalte, rezultatele sunt aleatoare. Din acest motiv norma ASTM-ES7-83 recomandă ca rezultatele la înaltă frecvență să fie interpretate numai comparativ (... for rankin only). Detalii constructive și de automatizare a încercărilor se găsesc în lucrările [52, 53, 64].

c) **Radiația apropiată; celula dublă**. Radiația în apropierea sursei este caracterizată prin componentă mare de câmp electric și componentă redusă de câmp magnetic. Domeniul corespunzător se numește de impedanță mare ($Z = E/H$), cum se poate urmări și în fig.5.16 pentru antena dipol. Este de presupus ca și atenuarea să fie diferită față de atenuarea la radiația la depărtare ($Z = 377\ \Omega$).

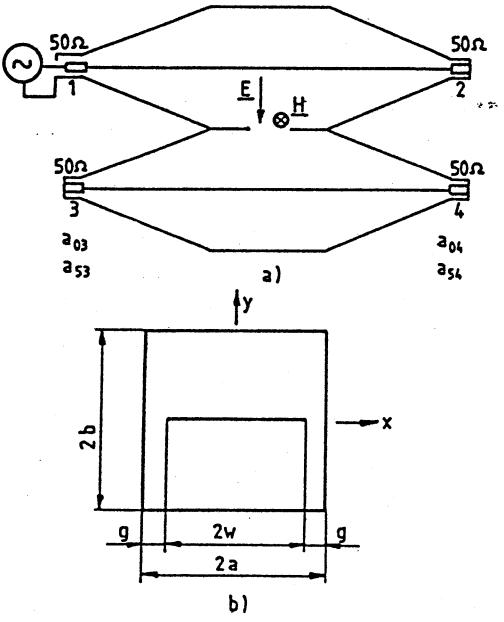


Fig.8.39. Celulă dublă:
a – secțiune în lung; *b* – secțiune transversală într-o celulă

National Bureau of Standards (SUA) a elaborat [53, 64] o celulă dublă, schițată în fig.839, pentru a cuantifica comportarea materialelor (atenuarea) în apropierea sursei de radiație. În fig.8.39, *a* este prezentată o secțiune în lungul celulei duble. Între cele două celule lipite se află o deschidere (apertură). Fiecare celulă este acordată geometric pe impedanța caracteristică. Cu notațiile din fig.8.39, expresia impedanței caracteristice este [53]:

$$Z_c=\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\frac{\pi}{8}\left[\ln\frac{8a}{\pi g}-\sum_{m=1,3,5\ldots}^{\infty}\frac{2(1-\coth Mb)}{m}\right]^{-1} \tag{8.16}$$

cu notația $M = m\pi/(2a)$. O asemenea celulă este frecvent utilizată [63] la formarea câmpului TEM cu intensități ale câmpului electric până la 50 kV/m. În cazul de față câmpul electric este perpendicular pe deschidere, iar câmpul magnetic este tangent la deschidere. Principiul metodei constă în a excita celula superioară pentru a produce unde TEM și a culege informații la porturile *3* și *4* asupra energiei transferate prin deschidere. Mărimile măsurate poartă indicele 0, în cazul absenței probei în deschidere și indice 1, în cazul prezenței probei care acoperă deschiderea. Semnalele primite la porturile *3* și *4* nu sunt identice ca amplitudine și fază și, ca urmare, pentru a efectua sume și diferențe de semnale ele trebuie aduse în fază.

Se măsoară în mod separat atenuarea componentei de câmp electric și separat atenuarea de câmp magnetic.

Atenuarea componentei de câmp electric este dată prin însumarea semnalelor de la porturile *3* şi *4*, adică:

$$a_E = 20\log\frac{a_{0,3}+a_{0,4}}{a_{1,3}+a_{1,4}} \quad (8.17)$$

Atenuarea componentei de câmp magnetic se obţine prin scăderea semnalelor de la porturile *3* şi *4*, adică:

$$a_H = 20\log\frac{a_{0,4}-a_{0,3}}{a_{1,4}-a_{1,3}} \quad (8.18)$$

În lipsa unui echipament pentru mixarea informaţiilor (adunare, scădere), se poate folosi un singur port, de exemplu portul *4*.

Informaţii suplimentare se găsesc în lucrările [53, 54, 64, 65].

8.6.3. FACTORUL DE REFLEXIE AL PEREŢILOR ABSORBANŢI

La impactul undei electromagnetice plane cu un perete nemetalic se produce o undă reflectată, definită (cum s-a arătat la § 4.3.2) de factorul de reflexie (mărime complexă):

$$\underline{R}_1 = \frac{\underline{E}_r}{\underline{E}_e} = \frac{\underline{Z}_w - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_0} \quad (8.19)$$

cu notaţiile pentru impedanţa de undă a materialului de impact:

$$\underline{Z}_w = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\varepsilon}} \quad (8.20)$$

şi impedanţa de undă a spaţiului liber:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\ \Omega \quad (8.21)$$

Relaţia (8.19) este valabilă pentru orice material caracterizat prin mărimile μ, ε, σ, excitat cu unda electromagnetică plană de pulsaţie ω, cu condiţia ca materialul să modeleze un semispaţiu.

a) **Perete metalic**. După cum s-a arătat la § 4.3.2, pentru pereţii metalici (Ol, Cu, Al) se poate considera că $R \approx -1$ şi deci că unda reflectată este egală în amplitudine cu unda incidentă, dar cu semn schimbat, adică $\underline{E}_r = -\underline{E}_e$. Astfel se poate considera că peretele metalic plan constituie un generator de undă plană care se propagă cu viteza $-c$ în raport cu unda incidentă, care se propagă cu viteza $+c$. Procesul fizic rezultat, în faţa peretelui metalic, este formarea de unde staţionare. În fig.8.40 s-a reprezentat schematic modul de formare al undelor staţionare, după cum urmează:

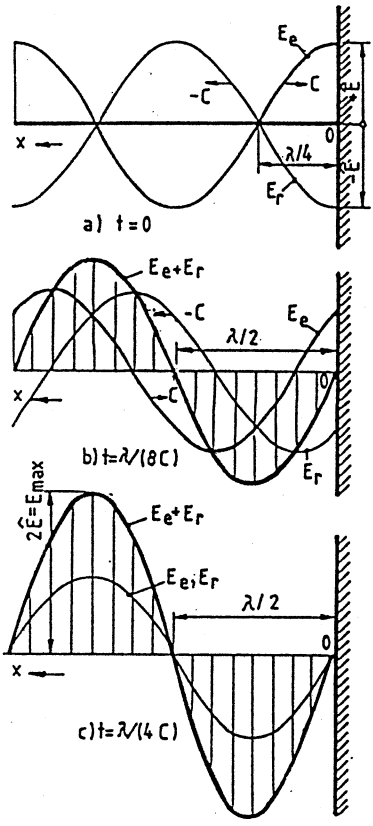


Fig.8.40. Unda staţionară pentru $\underline{E}_r = -\underline{E}_e$

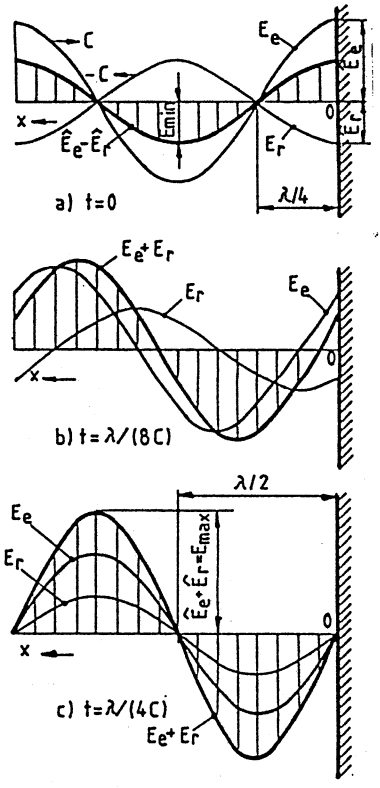


Fig.8.41. Reflexie incompletă

* *Diagrama 8.40, a.* Se consideră originea timpului ($t_1 = 0$) momentul în care unda incidentă E_e atinge valoarea maximă în contact cu peretele metalic ($x = 0$). În acest moment $\hat{E}_r = -\hat{E}_e$. Pe direcţia x perpendiculară pe peretele de impact amplitudinea undei electromagnetice este nulă pentru punctele situate pe axa x.

* *Diagrama 8.40, b.* Se consideră momentul $t_4 = \lambda/(8c)$ pentru $x = 0$. Valoarea intantanee a undei directe este $0{,}707E$, iar a undei reflectate este $-0{,}707E$.

Din însumarea celor două valori instantanee rezultă o undă care ia valoarea zero în punctele $x = \lambda/2$, $2\lambda/2$ etc.

* *Diagrama 8.40, c.* Se consideră momentul $t_3 = \lambda/(4c)$, în care $E_e = E_r = 0$, pentru $x = 0$. Rezultă o undă cu valori maxime (ventre) de valoare $2\hat{E}, -2\hat{E}\ldots$ la distanţele $x = \lambda/4$, $3\lambda/4\ldots$ şi valori nule (noduri) la distanţele $x = \lambda/2$, $2\lambda/2\ldots$ Valori maxime ale undei rezultante se mai obţin şi după timpul $t_4 = 3\lambda/(4c)$, dar de semn contrar cu valorile obţinute în momentul $t_3 = \lambda/(4c)$ ş.a.m.d.

b) **Pereţi absorbanţi.** În fig.8.41 se prezintă diagrame ale undelor directă (E_e), reflectată (E_r) şi rezultantă ($E_e + E_r$), pentru cazul în care există o absorbţie parţială a undei incidente, şi anume pentru $\underline{E}_r/\underline{E}_r = R_1 = -0{,}5$. Se consideră următoarele momente:

* $t_1 = 0$; $E_e = \hat{E}$; $E_r = -0{,}5\hat{E}_e$; $\hat{E}_e - \hat{E}_r = E_{min}$

* $t_2 = \lambda/(8c)$

* $t_3 = \lambda / (4c)$; $\hat{E}_e + \hat{E}_r = E_{max}$

Se poate defini astfel un raport al undei staționare SWR (Standing Wave Ratio):

$$SWR = \frac{E_{max}}{E_{min}} = \frac{\hat{E}_e + \hat{E}_r}{\hat{E}_e - \hat{E}_r} \tag{8.22}$$

Dacă se cunoaşte, pe cale experimentală SWR, se poate deduce factorul de reflexie R_1 cu relația:

$$R_1 = \frac{SWR - 1}{SWR + 1} \tag{8.23}$$

Factorul de reflexie R_1 este subunitar, dar poate lua valori pozitive sau negative în funcție de proprietățile de maletrial σ, μ, ε şi modul de exploatare caracterizat de pulsația ω.

8.6.3.1. Plăci de ferită ca absorbant în incintele anechoice. Plăcile de ferită, cu proprietăți adecvate, pot servi la căptuşirea pereților interiori ai incintelor ecranate, care devin astfel incinte lipsite de ecou electromagnetic. Plăcile de ferită sunt aplicate pe pereții metalici ai incintei. Se urmăreşte ca ansamblul ferită + tolă metalică (fig.8.42) să determine o impedanță de intrare Z_{IN} egală cu impedanța de undă a spațiului liber Z_0 = 377 ohmi. În acest caz, teoretic, unda electromagnetică ce pătrunde în ferită este absorbită în totalitate. Comportamentul este analog cu absorbția unui semnal care se propagă pe o linie terminată cu impedanța sa caracteristică.

Ecuațiile de propagare ale undei sunt definite de relațiile (2.129) şi (2.130). Dacă ne referim la unda care se propagă în placa de ferită către placa metalică, la impactul undei cu placa metalică, după cum s-a arătat la § 4.3, câmpul electric $E_2 = 0$, adică se formează un „scurtcircuit electromagnetic". Ecuațiile de propagare (2.129) şi (2.130) se transformă în:

$$\underline{E}_1 = Z_w \underline{H}_2 \sinh kg \tag{8.24}$$

$$\underline{H}_1 = \underline{H}_2 \cosh kg \tag{8.25}$$

Impedanța de intrare este definită prin relația:

$$\underline{Z}_{IN} = \frac{\underline{E}_1}{\underline{H}_1} = \underline{Z}_w \tanh kg \tag{8.26}$$

Ferita folosită în construcția plăcilor absorbante este de tipul Ni-Zn, cu rezistivitate foarte mare şi deci cu conductivitate extrem de mică, de exemplu $\sigma = 0{,}2 \cdot 10^{-4}$ S/m. Astfel impedanța de undă a feritei rezultă:

$$\underline{Z}_w = \sqrt{\frac{j\omega\underline{\mu}}{\sigma + j\omega\underline{\varepsilon}}} \approx \sqrt{\frac{\underline{\mu}}{\underline{\varepsilon}}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cdot \sqrt{\frac{\underline{\mu}_r}{\underline{\varepsilon}_r}} = Z_0 \sqrt{\frac{\underline{\mu}_r}{\underline{\varepsilon}_r}} \tag{8.27}$$

în care:

$$\underline{\mu}_r = \mu_r' - j\mu_r'' \text{ şi } \underline{\varepsilon}_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' \tag{8.28}$$

adică permeabilitatea relativă μ_r şi permitivitatea relativă ε_r sunt mărimi complexe.

În relaţia (8.26) intră tanh *kg* care se calculează astfel:

$$\tanh kg = \tanh\left(j\omega\sqrt{\underline{\mu}\,\underline{\varepsilon}}\, g\right) = j\tan\left(\omega\sqrt{\underline{\mu}\,\underline{\varepsilon}}\, g\right) \tag{8.29}$$

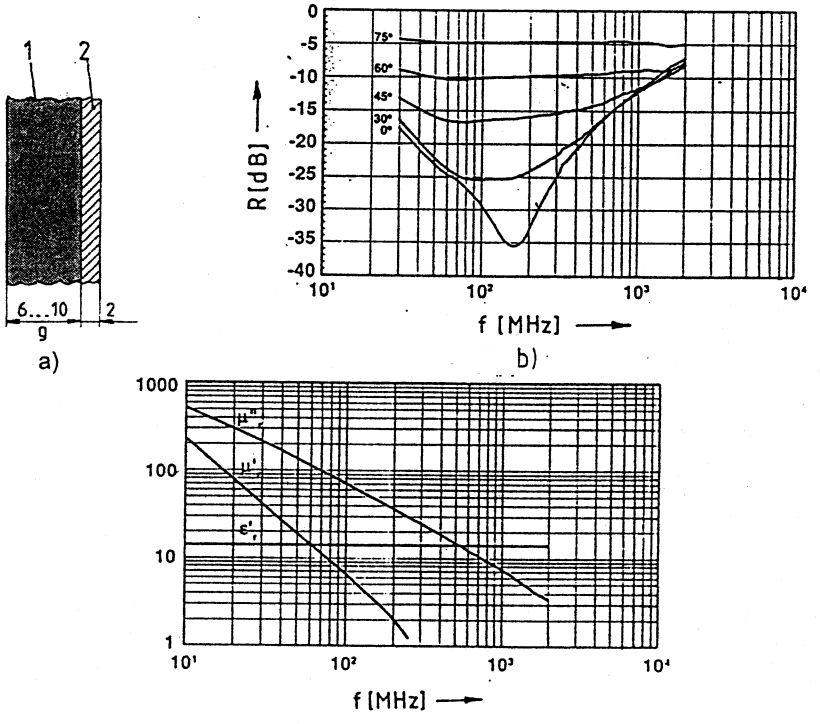


Fig.8.42. Perete absorbant:
a – placa de ferită *1* cu suport metalic *2*; *b* – factorul de absorbţie *R* [dB] în funcţie de frecvenţă; *c* – permeabilităţile relative μ_r' şi μ_r'' şi permitivitatea relativă ε_r' în funcţie de frecvenţă

Prin dezvoltarea în serie şi reţinerea primilor doi termeni:

$$\tanh kg = j\left[\omega\sqrt{\underline{\mu}\,\underline{\varepsilon}}\, g + \frac{1}{3}\left(\omega\sqrt{\underline{\mu}\,\underline{\varepsilon}}\right)^3\right] \tag{8.30}$$

În relaţia (8.30) se pune:

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}},\quad \underline{\mu} = \mu_0\underline{\mu}_r,\quad \underline{\varepsilon} = \varepsilon_0\underline{\varepsilon}_r \tag{8.31}$$

iar relaţia (8.26) devine:

$$\frac{\underline{Z}_{IN}}{Z_0} = j\sqrt{\frac{\underline{\mu}_r}{\underline{\varepsilon}_r}}\left[\frac{2\pi g\sqrt{\underline{\mu}_r\underline{\varepsilon}_r}}{\lambda} + \frac{1}{3}\left(\frac{2\pi g\sqrt{\underline{\mu}_r\underline{\varepsilon}_r}}{\lambda}\right)^3\right] \tag{8.32}$$

În relaţia (8.32) se introduc expresiile pentru $\underline{\mu}_r$ şi $\underline{\varepsilon}_r$ din relaţiile (8.28) cu $\varepsilon_r'' = 0$ şi se obţine:

$$\frac{\underline{Z}_{IN}}{Z_0} = j\frac{(\mu_r' - j\mu_r'')2\pi g}{\lambda} + j\frac{1}{3}\frac{2\pi g(\mu_r' - j\mu_r'')^2\varepsilon_r'}{\lambda}\left(\frac{2\pi g}{\lambda}\right)^2 \tag{8.33}$$

La feritele cu compoziţie adecvată proprietăţii de absorbţie $\mu_r'' >> \mu_r'$, iar $\varepsilon_r'' \approx 0$, astfel că în termenul al doilea din partea dreaptă se neglijează μ_r' faţă de μ_r'' şi rezultă condiţia de absorbţie a undei incidente

$$\frac{\underline{Z}_{IN}}{Z_0} = \frac{2\pi g\mu_r''}{\lambda} + j\frac{2\pi g}{\lambda}\left[\mu_r' - \frac{\varepsilon_r'}{3}\left(\frac{2\pi g\mu_r''}{\lambda}\right)^2\right] = 1 \tag{8.34}$$

Condiţia din relaţia (8.30) este îndeplinită dacă:

$$\frac{2\pi g\mu_r''}{\lambda} = 1 \text{ şi } \mu_r' - \frac{\varepsilon_r'}{3} = 0 \tag{8.35}$$

Modul de aplicare a relaţiei (8.35) este dat în problema P.22.

Notă. Placa de ferită pe suport metalic este un absorbant de „rezonanţă", deoarece mărimile fizice μ_r', μ_r'', ε_r', ε_r'' sunt dependente de frecvenţă şi deci condiţia din relaţia (8.30) se poate verifica pentru o singură frecvenţă. Totuşi, cercetări recente au dus la materiale absorbante din ferită cu factor de reflexie redus şi acceptabil în plaja 30 MHz...1 GHz.

Factorul de reflexie este o mărime care caracterizează proprietatea de absorbţie a radiaţiei electromagnetice de către placa de ferită. În acord cu relaţiile (4.249) şi (8.26), factorul de reflexie al plăcii de ferită, cu suport metalic, este mărimea complexă $\underline{R} = \underline{E}_r / \underline{E}_e = (\underline{Z}_{IN} - \underline{Z}_0)/(\underline{Z}_{IN} + \underline{Z}_0)$. Spre exemplificare, în fig.8.42, *b* sunt date [70] curbe pentru factorul de reflexie R[dB]= 20 log $|\underline{R}|$ în funcţie de frecvenţă pentru câteva valori ale unghiului de incidenţă a undei plane. Acest unghi se consideră zero la incidenţa normală a undei plane faţă de suprafaţa plăcii de ferită. Se observă că unda reflectată este minimă (R[dB] are valoare maximă negativă), la frecvenţa de rezonanţă pentru care sunt îndeplinite condiţiile din relaţiile (8.35). Incidenţe ale undei plane mai mari decât 60° reduc considerabil capacitatea de absorbţie a plăcii de ferită. Se apreciază că pentru intervalul de frecvenţă 30 MHz–1000 MHz se poate conta pe un factor de reflexie mai bun decât –15 dB. Din punct de vedere practic, acest aspect are repercusiuni asupra tipului de antenă de emisie folosit la radiaţia obiectului supus încercării. O antenă cu directivitate bună (spre exemplu de tipul periodic-logaritmică) reduce sensibil radiaţia asupra pereţilor laterali ai incintei anechoice sub un unghi mai mare de 50°.

Experimental se constată că existenţa unui dielectric, în grosime de câţiva mm , între placa de ferită şi suportul metalic reflector, este de natură să deplaseze frecvenţa de rezonanţă către valori mai mari.

În fig.8.42, *c* se prezintă proprietăţile μ_r', μ_r'', ε_r' ale feritei Ni-Zn folosite de firma Fair-Rite [70] la realizarea plăcilor de ferită absorbante.

Valoarea permitivităţii ε_r'' este practic nulă şi din acest motiv nu apare în diagramă. Constructiv plăcile de ferită au grosimea cuprinsă între 6 şi 10 mm, cu suprafaţa absorbantă de 100×100 mm^2.

8.6.3.2. Pereţi căptuşiţi cu piramide absorbante. Această soluţie constituie un compromis deoarece oferă posibilitatea de extindere a plajei de utilizare spre exemplu între 9 kHz şi 3 GHz. Piramidele absorbante sunt constituite din poliuretan cu alveole deschise tratate prin imersiune cu o soluţie adezivă de pulbere de carbon. Piramidele absorbante sunt aplicate cu ajutorul unui adeziv pe o placă metalică, necesară realizării efectului reflector. În fig.8.33 se arată că placa metalică poate fi unică unei piramide de mari dimensiuni sau poate fi comună pentru mai multe piramide de dimensiuni mai mici.

Eficienţa ca absorbant a piramidelor de poliuretan tratat cu carbon şi suport metalic se explică în modul următor:

a) **Impedanţă de intrare variabilă**. Privind relaţia (8.32), care are valabilitate generală, se observă că impedanţa de intrare $\underline{Z}_{IN}$ depinde de proprietăţile de material, dar şi de grosimea g a absorbantului pentru o lungime de undă λ dată. Pentru $g = 0$, impedanţa de intrare $\underline{Z}_{IN} = 0$. Este de notat că piramida absorbantă (vezi fig.8.33) are o bază paralelipipedică şi deci impedanţa de intrare cea mai mică corespunde grosimii bazei piramidei. Pe măsură ce cota măsurată de la baza piramidei creşte, şi impedanţa de intrare creşte. Important este faptul că un perete absorbant realizat cu piramide oferă $\underline{Z}_{IN} = Z_0$ pentru o plajă mare de frecvenţe ($\lambda = v/f$), zona activă fiind la diferite nivele măsurate de la baza piramidei. Cu cât lungimea de undă a radiaţiei va fi mare, cu atât şi zona activă se va situa la un nivel mai ridicat. Pentru frecvenţe mari (λ mic), de ordinul GHz, înălţimea piramidei este de circa 20 cm, iar pentru frecvenţe mici (λ mare), înăţimea piramidei poate ajunge la circa 1,5... 2 m.

b) **Reflexie multiplă**. Într-o incintă anechoică căptuşită cu piramide absorbante direcţia de radiaţie a antenei nu este neapărat normală la suprafaţa piramidelor. Din această cauză unda electromagnetică suferă reflexii multiple între piramidele absorbante; la fiecare impact se produce o absorbţie parţială de energie, iar în final energia reflectată global scade considerabil.

Energia absorbită se transformă în căldură, ceea ce conduce la creşterea temperaturii piramidelor absorbante.

c) **Structură combinată**. Pentru a creşte eficienţa de absorbţie într-o cameră anechoică, se folosesc ca absorbanţi atât piramidele din poliuretan impregnat cu carbon, cât şi plăcile de ferită [86]. Aranjamentul fixat în interiorul incintei anechoice este: piramida, ferita, placa metalică reflectoare. La un asemenea aranjament eficienţa de absorbţie la frecvenţe mici (80–300 MHz) este oferită de plăcile de ferită, iar eficienţa la frecvenţe mari (200 MHz–3000 MHz) este oferită de piramidele absorbante.

Notă tehnologică. Pentru o exploatare convenabilă şi îndelungată piramidele absorbante trebuie să îndeplinească următoarele cerinţe:

* *Rezistenţă la autoaprindere şi la foc*. Energia absorbită de piramide este transformată în căldură. Cum piramida este o structură spongioasă impregnată cu carbon, există pericolul autoaprinderii în cazul unei energii absorbante mari. Capacitatea maximă de absorbţie cunoscută actualmente este de aproximativ 2 kW/m^2 [85]. În vederea sporirii rezistenţei la foc suprafaţa superficială a piramidei se vopseşte total sau parţial (vârful) cu o substanţă ignifugă. Acest tratament diminuează puţin capacitatea de absorbţie, dar creşte rezistenţa la foc. Incintele anechoice căptuşite cu piramide absorbante sunt prevăzute cu detectoare de fum şi cu instalaţii de stingere a incendiilor.

* *Stabilitate la acţiunea mediului*: variaţii de temperatură, umezeală, radiaţii ultraviolete, oxigen, coroziune.

* *Stabilitate mecanică* în raport cu suportul de fixare (adeziv) pe placa reflectoare şi al ansamblului pe structura de rezistenţă a construcţiei.

* *Comportare ecologică acceptabilă*. Materialele folosite nu trebuie să fie dăunătoare organismului omenesc.

8.6.3.3. Metoda de măsurare experimentală a factorului de reflexie. În fig.8.43 se prezintă un aranjament folosit la măsurarea factorului de reflexie al unui panou (reperul *8*) prevăzut cu piramide absorbante sau cu plăci de ferită. În faţa acestui panou se află un cărucior mobil echipat cu:

1 – generator de semnal; *2* – aparat de măsurat; semnalele provin de la cuplorul direcţional *3*; *3* – cuplor direcţional (vezi § 4.6); *4* – adaptor pentru antenă; *5* – scurtcircuitor al ieşirii din antenă; *6* – antena de emisie.

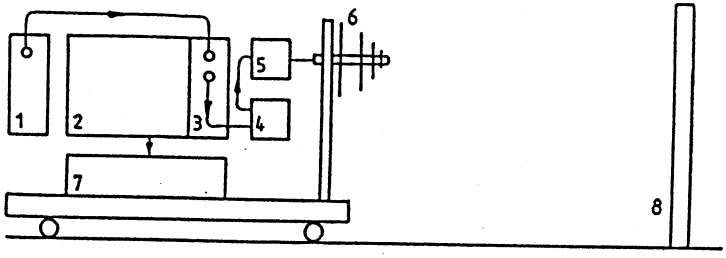


Fig.8.43. Determinarea experimentală a factorului de reflexie:
1 – generator de semnal; *2* – aparat de măsurat; *3* – cuplor direcţional; *4* – adaptor; *5* – scurtcircuitor; *6* – antenă; *7* – înregistrator; *8* – perete absorbant

Prin deplasarea căruciorului în faţa antenei pe o distanţă egală cu lungimea de undă a radiaţiei emise, se măsoară valorile E_{max} şi E_{min}, cu ajutorul cărora se determină SWR cu relaţia (8.22) şi apoi cu relaţia (8.23) se determină factorul de reflexie. Unda directă TEM este transmisă de cuplorul direcţional antenei de emisie, unda reflectată este recepţionată de aceeaşi antenă. În prealabil se stabileşte nivelul maxim al undei reflectate prin producerea unui scurtcircuit în cablul de alimentare al antenei cu ajutorul scurtcircuitorului *5* [85].

8.6.4. IMPEDANȚA BOBINELOR CU MIEZ DE FERITĂ

În tehnica CEM se folosesc, în construcția filtrelor, bobine cu miez de ferită. În comparație cu alte materiale magnetice, feritele au o mare rezistivitate (10^4 Ωm). Cum amplitudinea curenților turbionari este invers proporțională cu rezistivitatea materialului, iar pierderile prin curenți turbionari sunt proporționale cu pătratul frecvenței, rezultă că feritele pot fi folosite la frecvențe mari. Din punct de vedere structural ferita este un material izotropic care poate fi format prin presare, extrudere, erodare cu un abraziv. Feritele sunt materiale ceramice, cu formula $MO.Fe_2O_3$ unde MO are semnificația unui oxid metalic de MnZn, NiZn, Mn.

* Feritele cu MnZn au structura complet vitrificată și porozitate extrem de mică. Domeniul de aplicare este al circuitelor magnetice de putere cu frecvența de ordinul kHz.

* Feritele NiZn mai pot conține în cantități mici și oxizi de alte metale (Cu, Co, Mn, Mg). Sunt folosite la frecvențe de ordinul MHz.

* Feritele de Mn au ciclul de histerezis dreptunghiular și de accea se folosesc în tehnica comutației de putere și a amplificatoarelor magnetice de înaltă frevență.

În esență fabricarea unei ferite comportă următoarele etape principale: prepararea pulberilor, formare (presare, extrudere), presinterizare, pulverizarea din nou, sinterizarea finală la temperaturi peste 1000 °C.

În tehnica CEM se folosesc ferite NiZn cu permeabilitate complexă. Permeabilitatea relativă este de forma:

$$\underline{\mu}_r = \mu_r' - j\mu_r'' \tag{8.36}$$

La evaluarea impedanței oferite de o bobină cu miez de ferită se ține seama de:

a) dependența între μ_r și frecvență;

b) eventuala saturație a miezului de ferită din cauza curentului de exploatare cerut de echipamentul generator de interferență.

8.6.4.1. Modelul *R, L* în serie. În acest caz expresia generală a impedanței unei bobine cu miez de ferită este de forma:

$$\underline{Z}_1 = j\omega L = j\omega \frac{n^2 \mu A}{l} = j\omega \frac{n^2 \mu_0 (\mu_r' - j\mu_r'') A}{l} \tag{8.37}$$

$$\underline{Z}_1 = j\omega L_0 (\mu_r' - j\mu_r'') = \omega L_0 \mu_r'' + j\omega L_0 \mu_r' \tag{8.38}$$

$$|\underline{Z}_1| = \sqrt{\mathrm{Re}^2 [\underline{Z}_1] + \mathrm{Im}^2 [\underline{Z}_1]} \tag{8.39}$$

În relațiile (8.37), (8.38), (8.39) s-au folosit notațiile:

$L_0 = \dfrac{\mu_0 n^2 A}{l}$, inductivitatea bobinei în aer, (8.40)

l – lungimea medie a fluxului magnetic;

A – aria secțiunii transversale a feritei;

n – numărul de spire așezat pe miezul de ferită.

După cum rezultă din relaţia (8.38) impedanţa bobinei cuprinde, conectate în serie, o rezistenţă echivalentă ($\omega L_0' \mu_r''$) şi o reactanţă inductivă echivalentă ($j\omega L_0 \mu_r'$). Relaţia (8.36) sugerează ideea că inducţia magnetică $\underline{B}$ este defazată faţă de câmpul magnetic $\underline{H}$, acest defazaj fiind dat de unghiul:

$$\tan\delta = \frac{\mu_r''}{\mu_r'} \tag{8.41}$$

Conform relaţiei (8.38) modulul impedanţei bobinei cu miez de ferită este:

$$|\underline{Z}_1| = Z_1 = \omega L_0 \sqrt{\mu_r'^2 + \mu_r''^2} = KL_0 \tag{8.42}$$

unde $K = \omega\sqrt{\mu_r'^2 + \mu_r''^2}$.

Determinarea inductivităţii L_0. Expresia (8.42) are un caracter general. Pentru calculul efectiv, cu notaţiile din fig.8.44, în care $n = 1$, inductivitatea L_0 se determină cu relaţia:

$$L_0 = \mu_0 n^2 \int_{r_i}^{r_e} \frac{h\,dr}{2\pi r} = \frac{\mu_0 n^2 h}{2\pi} \ln\frac{r_e}{r_i} \tag{8.43}$$

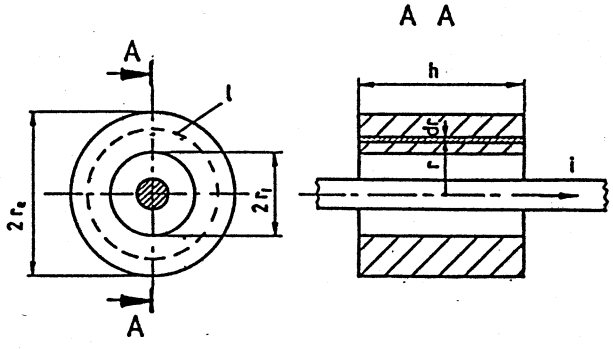


Fig.8.44. Bobina cu miez de ferită şi $n = 1$

Saturaţia. La eliminarea interferenţei transmise reţelei (de un motor cu colector) curentul absorbit de la reţea poate conduce la saturaţia miezului de ferită. Pentru a observa această stare se determină intensitatea câmpului magnetic în miezul de ferită cu relaţia $H = nI/l$ unde $l = 2\pi r_i$. Din curba de magnetizare $B = f(H)$ va rezulta dacă miezul de ferită este sau nu saturat. În fig.8.44 s-a schiţat un miez de ferită inelară prin care trece conductorul parcurs de curentul $I(n=1)$.

Atenuarea semnalului de interferenţă. Atenuarea oferită de impedanţa longitudinală $\underline{Z}_1$ a bobinei cu miez de ferită se evaluează pe baza unei scheme echivalente. Astfel, spre exemplificare, prin metode cunoscute în tehnica CEM, se determină frecvenţa proprie a semnalului de interferenţă generat de funcţionarea unui motor de curent continuu cu colector. Pentru această frecvenţă (sau bandă de frecvenţe) se cere ca semnalul de interferenţă să fie diminuat. Schema echivalentă, fără atenuator, este dată în fig.8.45, *a*, unde s-a notat:

$\underline{E}_s$ – tensiunea electromotoare a sursei de interferenţă localizate în electromotor;

$\underline{Z}_s$ – impedanţa internă a electromotorului;

$\underline{Z}_r$ – impedanţa caracteristică a reţelei la care se conectează electromotorul.

Prin introducerea impedanței longitudinale $\underline{Z}_1$ a bobinei cu miez de ferită, schema se completează ca în fig.8.45, *b*.

În absența bobinei cu miez de ferită, semnalul de interferență, la intrarea în rețea, este:

$$\underline{U}_{d1} = \underline{Z}_r \underline{I}_1 = \underline{Z}_r \frac{\underline{E}_s}{\underline{Z}_s + \underline{Z}_r} \qquad (8.44)$$

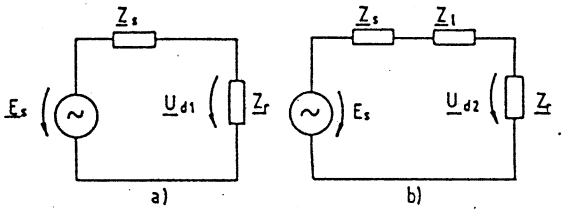


Fig.8.45. Scheme echivalente:
a – fără filtru longitudinal; *b* – cu filtru longitudinal

În prezența bobinei de impedanță $\underline{Z}_1$, semnalul de interferență va fi:

$$\underline{U}_{d2} = \underline{Z}_r \underline{I}_2 = \underline{Z}_r \frac{\underline{E}_s}{\underline{Z}_s + \underline{Z}_r + \underline{Z}_1}$$

Rezultă astfel atenuarea obținută prin introducerea impedanței $\underline{Z}_1$:

$$a = 20\log\frac{|\underline{U}_{d1}|}{|\underline{U}_{d2}|} = 20\log\frac{|\underline{Z}_s + \underline{Z}_r + \underline{Z}_1|}{|\underline{Z}_s + \underline{Z}_r|} \text{ [dB]} \qquad (8.45)$$

Exemplu de calcul. Cu valorile $Z_r = 60\ \Omega$; $Z_s = 1{,}1\ \Omega$ și atenuarea impusă $a = 12$ dB rezultă:

$$20\log\frac{60 + 1{,}1 + Z_1}{60 + 1{,}1} = 12 \text{ dB};\ Z_1 = 182\ \Omega \qquad (8.46)$$

Note

a) Fiind cunoscută valoarea impedanței $\underline{Z}_1$, dimensionarea filtrului longitudinal se face pe baza relației (8.42). Pentru simplificare, în exemplul de calcul, impedanțele $\underline{Z}_s$, $\underline{Z}_r$, $\underline{Z}_1$ s-au admis de același defazaj între părțile reale și cele imaginare.

b) Din punct de vedere practic, schema de atenuare a interferenței produse la funcționarea unui motor electric cu colector se completează ca în fig.8.46. La constituirea filtrului, pe lângă inductivitățile L_1 și L_2 cu miez de ferită se introduc și capacitățile C_1 și C_2, constituite din condensatoare de trecere prin ecranul conectat la priza de pământ de protecție. Alte date privind funcționarea motorului cu colector sunt prezentate la § 9.3 și în fig.9.3. Protecția cablurilor coaxiale împotriva interferenței de înaltă frecvență (radiație) cu ajutorul feritelor a fost prezentată la § 2.6.2 și fig.2.29, 2.30, 2.31.

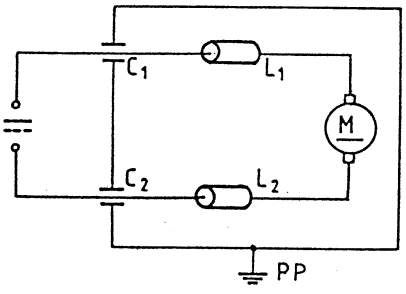


Fig.8.46. Poziția filtrului longitudinal într-o schemă de deparazitare

c) În cataloagele fabricanților se specifică și următoarele date:

$\mu_i = \mu'_r$ – permeabilitatea inițială, pentru $B < 10 \cdot 10^{-4}$ T;

$\frac{\tan\delta}{\mu_i}$ – factorul de pierderi;

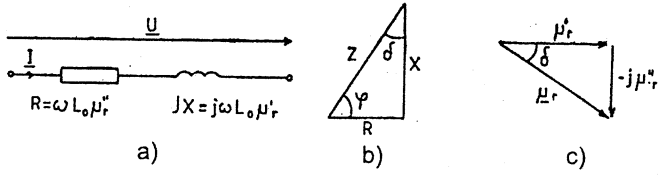
A_L – factorul de inductivitate; raportul între inductivitatea bobinei cu miez de ferită și numărul de spire la pătrat: $A_L = L_0\mu_i/n^2$.

Determinarea permeabilității complexe: $\underline{\mu}_r = \mu_r' - j\mu_r''$. În ipoteza modelului fizic al bobinei cu miez de ferită, constând dintr-o rezistență de pierderi $R=\omega L_0\mu_r''$ conectată în serie cu reactanța $jX=j\omega L_0\mu_r'$, se poate determina μ_r' și μ_r'' prin măsurarea globală a impedanței bobinei. Astfel în fig.8.47 se prezintă:

a – schema electrică a bobinei;

b – triunghiul impedanței bobinei;

c – relația grafică de definiție a permeabilității relative complexe.



a) b) c)

Fig.8.47. Bobina cu miez de ferită:
a – schema serie R, L; *b* – triunghiul impedanței; *c* – triunghiul permeabilității relative

Din triunghiul impedanței rezultă relațiile:

$$\frac{R}{X}=\frac{\omega L_0\mu_r''}{\omega L_0\mu_r'}=\frac{\mu_r''}{\mu_r'}=\tan\delta \tag{8.47}$$

$$Z=\frac{X}{\cos\delta}=\frac{\omega L_0\mu_r'}{\cos\delta}=\frac{U}{I} \tag{8.48}$$

relație din care se deduce:

$$\mu_r'=\frac{Z\cos\delta}{\omega L_0} \tag{8.49}$$

și în mod similar:

$$\mu_r''=\frac{Z\sin\delta}{\omega L_0} \tag{8.50}$$

Impedanța Z se poate măsura cu un impedanțmetru [88] sau prin măsurarea curentului I, a tensiunii U și a defazajului φ între curent și tensiune, cunoscând, în acord cu fig.8.47, că unghiul de pierderi $\delta=\pi/2-\varphi$.

8.6.4.2. Modelul R, L în paralel (fig.8.48). În acest caz relația utilizată pentru calculul impedanței este:

$$\frac{1}{\underline{Z}}=\frac{1}{R}+\frac{1}{j\omega L} \tag{8.51}$$

sau:

$$\underline{Z}=\frac{R}{1+b^2}+j\frac{Rb}{1+b^2}=R'+jX' \tag{8.52}$$

cu notațiile:

$$X=\omega L;\ b=\frac{R}{X};\ R'=\frac{R}{1+b^2};\ X'=\frac{Rb}{1+b^2} \tag{8.53}$$

În fig.8.48 se prezintă:

a – schema electrică *R*, *L* în paralel;

b – triunghiul impedanței echivalente serie.

Din relațiile (8.52) și (8.53) rezultă modulul impedanței:

$$Z=\frac{R}{\sqrt{1+b^2}}=\frac{R}{1+R^2/(L^2\omega^2)} \tag{8.54}$$

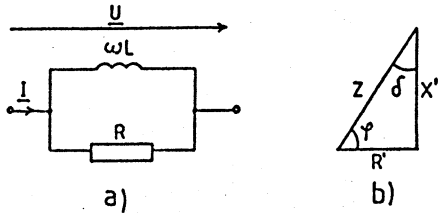


Fig.8.48. Bobina cu miez de ferită: *a* – schema paralel R, L; *b* – triunghiul impedanței

Tot din relațiile menționate se obțin relațiile de dependență între *R* și *X*, pe de o parte, și *R'* și *X'*, pe de altă parte:

$$R=R'\left(1+\frac{R^2}{X^2}\right), \tag{8.55}$$

$$\frac{R^2}{X}=X'\left(1+\frac{R^2}{X^2}\right), \tag{8.56}$$

relații din care rezultă expresii implicite pentru *R* și *X*:

$$R=X'\left(\sqrt{\frac{R'}{R-R'}}+\sqrt{\frac{R-R'}{R'}}\right) \tag{8.57}$$

$$\omega L=X=\sqrt{\frac{R'R^2}{R-R'}}=R\sqrt{\frac{R'}{R-R'}} \tag{8.58}$$

Se observă că pentru determinarea lui *R* și *X*, în schema paralel, este necesar să se măsoare mai întâi impedanța globală *Z* și defazajul φ între tensiunea de alimentare $\underline{U}$ și curentul $\underline{I}$; în acest fel se determină valorile numerice:

$$R'=Z\cos\varphi \text{ și } X'=Z\sin\varphi \tag{8.59}$$

care se introduc apoi în relațiile (8.57) și (8.59). Se mai observă că valorile pentru *R* și *X* sunt dependente de frecvență, după cum arată relațiile (8.53).

8.6.4.3. Modelul R, L, C în paralel. Cercetarea exprimentală, privind modulul impedanței *Z* și faza curentului *I* absorbit de bobina cu miez de ferită, pe o bandă largă de frecvență, arată alura impedanței sub forma unui clopot, iar pe măsură ce frecvența tensiunii de alimentare crește, se trece din regim inductiv (pozitiv) în regim capacitiv (negativ). Modulul impedanței prezintă valoarea maximă pentru unghiul de defazaj $\varphi = 0$. În fig.8.49 s-a reprezentat variația modulului impedanței și faza curentului pentru bobina cu ferită toroidală de tip 59-77-003801 fabricată de Fair-Rite, cu un număr de 30 spire și 15 spire.

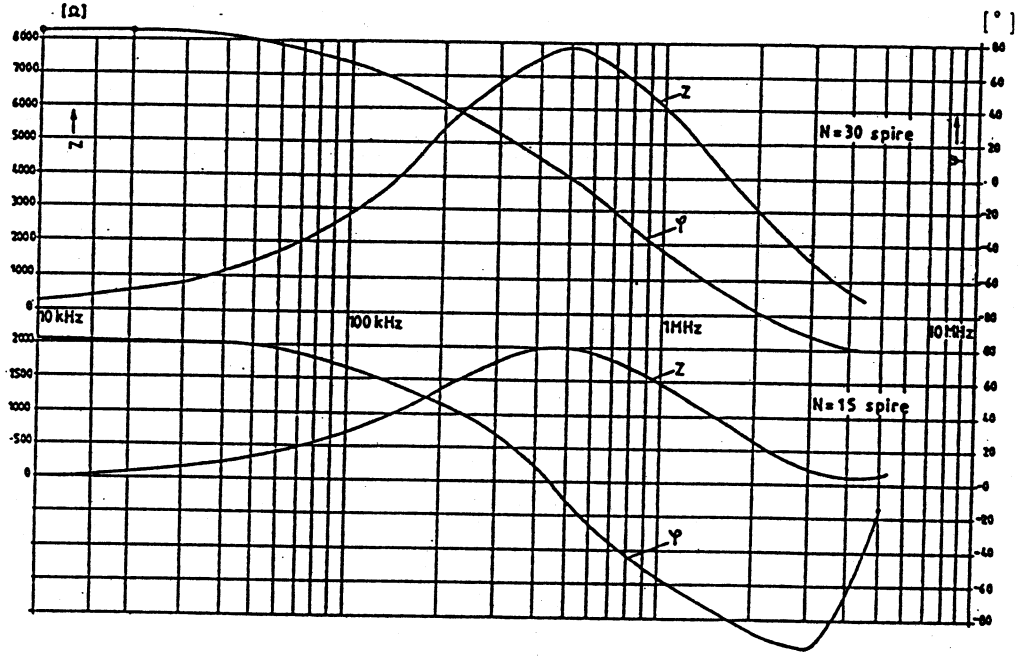


Fig.8.49. Modulul impedanței $|\underline{Z}|$ și unghiul φ de defazare a curentului față de tensiune pentru bobina cu miez toroidal 59-77-003801 fabricată de Faire-Rite

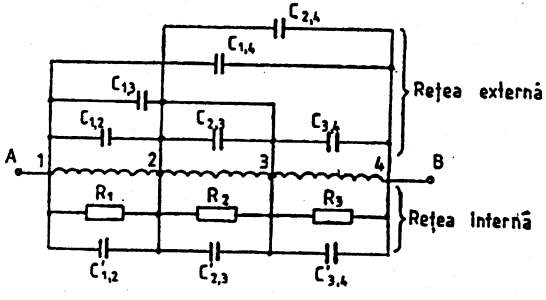


Fig.8.50. O schemă echivalentă mai complexă

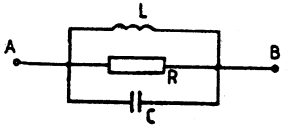


Fig.8.51. Schema electrică simplificată cu R, L, C în paralel

Acest rezultat experimental induce ideea că rețeaua de capacități a bobinei cu miez de ferită joacă un rol important. Astfel în fig.8.50 se prezintă o schemă electrică echivalentă caracterizată prin prezența unei rețele externe de capacități $C_{1,2}$; $C_{2,3}$; $C_{3,4}$ între spire și $C_{1,3}$; $C_{1,4}$; $C_{2,4}$ de natură mutuală, la care se adaugă capacitățile $C'_{1,2}$; $C'_{2,3}$; $C'_{3,4}$ datorate permitivității ε importante a miezului de ferită [88]. Rezistențele R_1, R_2, R_3 modelează rezistența electrică a materialului ferită.

O schemă electrică simplificată față de schema din fig.8.50 este prezentată în fig.8.51. În acest caz impedanța rezultantă Z a bobinei se calculează plecând de la relația:

$$\frac{1}{\underline{Z}}=\frac{1}{R}+\frac{1}{j\omega L}+j\omega C \tag{8.60}$$

din care se obține:

$$\underline{Z}=\frac{R}{1+R^2a^2}-j\frac{R^2a}{1+R^2a^2};\ a=C\omega-\frac{1}{L\omega} \tag{8.61}$$

Modulul impedanței rezultă:

$$Z=\frac{R}{\sqrt{1+R^2a^2}}=\frac{R}{\sqrt{1+R^2(C\omega-1/(L\omega))^2}} \tag{8.62}$$

La rezonanță $L\omega=1/(C\omega)$, iar $Z=R$.

Notă. Modele fizice, R, L serie sau R, L paralel sunt utilizate numai la frecvențe relativ mici, dar și în acest caz R și L sunt funcții de frecvență. Pentru o bandă largă de frecvență, modelul fizic cu R, L, C în paralel oferă rezultatele mai apropiate de cele experimentale. În acest caz valorile pentru R și L se pot lua din relațiile (8.57) și (8.58). Orientativ pentru R se poate considera și valoarea lui Z la rezonanță din relația (8.62). După cum s-a arătat la § 3.2, bobina cu miez de ferită intră în construcția filtrelor de rețea sub forma bobinei compensate.

9 ANALIZA UNOR FENOMENE REPREZENTATIVE

În conceptul CEM, un echipament electric poate fi considerat sursă de perturbaţii pentru alt echipament, dar sunt multe situaţii în care un echipament electric este în acelaşi timp şi sursă şi receptor de semnale. Acestea îi pot provoca disfuncţionarea sau propria distrugere. Aparatele de comutaţie (întreruptoarele de putere) care comută sarcini inductive sau capacitive intră în această ultimă categorie. În cele ce urmează se va analiza funcţionarea unor echipamente din cele două categorii menţionate.

9.1. DECONECTAREA SARCINILOR INDUCTIVE

Procesul de deconectare a sarcinilor inductive este însoţit de apariţia supratensiunilor de comutaţie. În fig.9.1 sunt prezentate câteva cazuri reprezentative, după cum urmează:

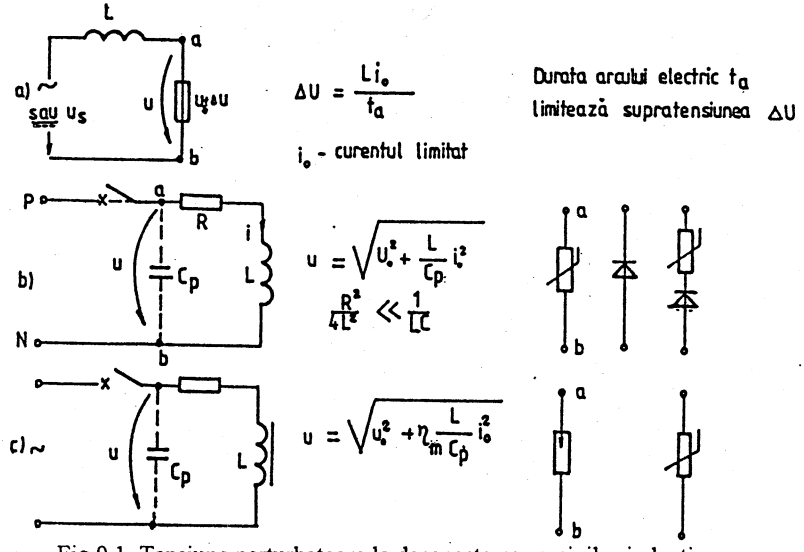


Fig.9.1. Tensiune perturbatoare la deconectarea sarcinilor inductive

a) Topirea unei siguranţe în regim limitator conduce la o supratensiune care poate fi limitată numai prin durata arcului electric. Un proces similar are loc şi la deconectarea sarcinilor nominale şi a celor de scurtcircuit de către aparatele de comutaţie mecanică de curent continuu, cum sunt contactoarele şi întreruptoarele de putere.

b) Deconectarea unei inductivităţi, fără miez feromagnetic, conduce la formarea unei tensiuni la bornele inductivităţii care solicită izolaţia între spire. Conectarea de varistoare sau de varistoare şi diode de descărcare liberă în paralel pe înfăşurare elimină formarea supratensiunii.

c) Deconectarea, în gol, a unui transformator de putere (deci cu miez feromagnetic) conduce la formarea unei supratensiuni ca la punctul b), dar uşor diminuată din cauza randamentului ($\eta_m = 0{,}3...\ 0{,}5$) de restituire a energiei magnetice în miezul feromagnetic. Folosirea descărcătoarelor cu eclator şi rezistenţă variabilă, sau numai cu rezistenţă variabilă, diminuează supratensiunea la valori în acord cu principiile de coordonare a izolaţiei.

Notă. Producerea supratensiunii se datorează energiei magnetice $Li^2/2$ înmagazinate în acumulatoarele de energiei de tip inductiv. Procesele fizice corespunzătoare pot fi urmărite în lucrarea [13].

9.2. COMUTAŢIA SARCINILOR CAPACITIVE

În fig.9.2 sunt prezentate câteva cazuri reprezentative în care funcţionarea aparatului de comutaţie conduce, în regim tranzitoriu, la generarea de supratensiuni sau supracurenţi, după cum urmează:

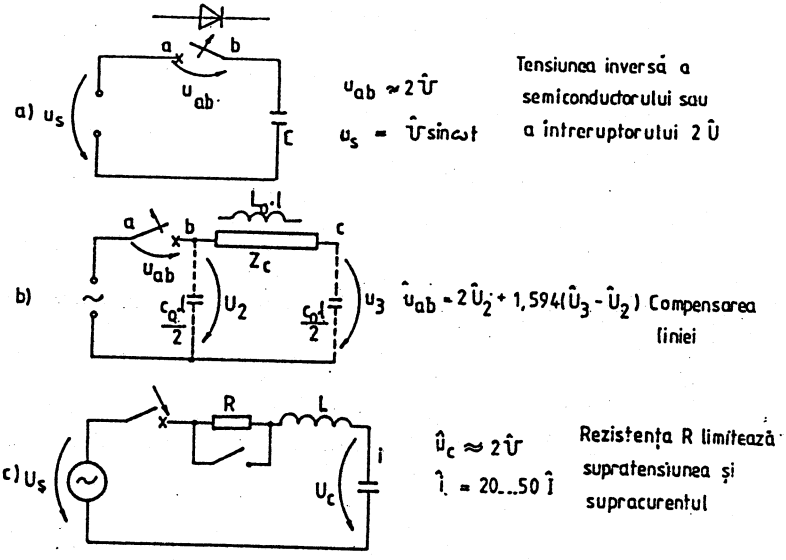


Fig.9.2. Tensiuni perturbatoare la comutaţia sarcinilor capacitive

a) La întreruperea unei sarcini capacitive sau la încărcarea unui condensator în monoalternanță cu ajutorul unui semiconductor, tensiunea maximă la care este supus întreruptorul sau semiconductorul este egală cu de două ori valoarea de vârf a tensiunii sursei.

b) La deconectarea unei linii electrice în gol, întreruptorul este solicitat la o tensiune mai mare decât în cazul unei sarcini pur capacitive, deoarece linia deconectată oscilează pe frecvența proprie. Readucerea liniei la situația a) se realizează prin compensarea liniei.

c) La conectarea unui condensator la o sursă de curent alternativ, în funcție de faza deconectării, tensiunea la bornele condensatorului se apropie de valoarea de două ori tensiunea de vârf a sursei. Curentul, la frecvența proprie de oscilație, poate ajunge până la 50 ori valoarea de vârf a curentului nominal. Introducerea rezistenței R, numai pe durata conectării sursei, elimină inconvenientele menționate.

Notă. Procesele menționate la punctele a), b), c) sunt descrise în lucrarea [13].

9.3. MOTORUL SERIE CU COLECTOR

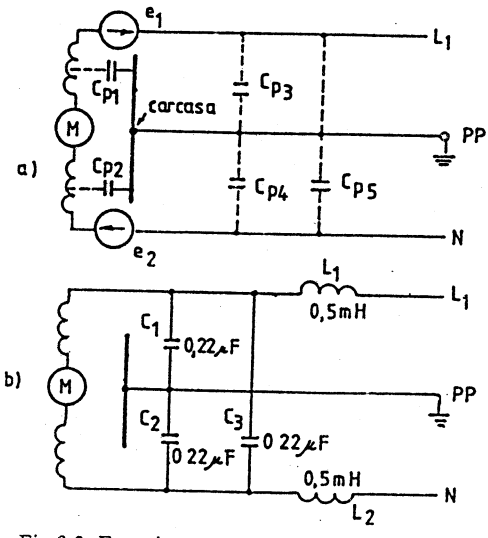


Fig.9.3. Funcționarea motorului cu colector: *a* – schema echivalentă; *b* – circuit de alimentare cu filtru

Motorul serie cu colector are răspândire mare în aplicațiile industriale și în cele casnice (ventilator, uscător, aspirator, mașină de găurit etc.). Funcționarea sa se bazează pe comutația realizată cu ajutorul colectorului, care îndeplinește funcția imperfectă de redresor, în sensul că operația de comutarea nu are loc la curent nul. Drept consecință în înfășurările de excitație se induc tensiuni de interferență de forma $e = -d\psi/dt$. În fig.9.3, *a* s-a desenat o schemă echivalentă a motorului serie cu simbolurile:

e_1, e_2 – tensiuni induse prin stabilire și întrerupere de curenți;

C_{p1}, C_{p2} – capacități parazite ale înfășurării față de carcasă;

C_{p3}, C_{p4} – capacități parazite ale liniei, respectiv conductorului de nul față de pământul de protecție;

C_{p5} – capacitatea parazită între conductoarele L_1 și N.

Tensiunile electromotoare e_1 și e_2 determină tensiuni perturbatoare, datorită rețelei de capacități parazite. Aceste tensiuni, de frecvență ridicată, apar între conductoarele L_1-N; L_1-PP; N-PP și se propagă în toată rețeaua de alimentare. Pentru a

se elimina acest inconvenient, pe circuitul de alimentare al motorului se introduc filtre (by-pass) ca în fig.9.3, în care se precizează şi valori uzuale pentru componente în cazul electromotoarelor de putere mică (300 W).

9.4. LAMPA CU DESCĂRCĂRI ÎN GAZE

Funcţionarea lămpii se urmăreşte în fig.9.4, după cum urmează:

a) În stare de nefuncţionare întreruptorul D este deschis, iar starterul cu bimetal S este deschis. La închiderea întreruptorului D se iniţiază o descărcare în gazul din starter. Gazul se încălzeşte şi determină încălzirea lamei bimetal a starterului.

b) Prin încălzirea lamei bimetal, aceasta se deformează şi închide circuitul de încălzire a filamentelor lămpii, care emit electroni.

c) Lama bimetal a starterului se răceşte (a dispărut descărcarea în gazul starterului) şi starterul întrerupe circuitul de încălzire a filamentelor.

d) Se iniţiază descărcarea în arc electric între electrozi (filamente), sub acţiunea tensiunii sursei şi a supratensiunii $e = -\mathrm{d}\psi/\mathrm{d}t$ produse la bornele inductivităţii L.

În regim permanent reactanţa $L\omega$ limitează curentul de descărcare în lampă. Tensiunea indusă $e = -\mathrm{d}\psi/\mathrm{d}t$ este transferată în reţeaua de alimentare. Pentru a diminua tensiunea indusă şi deci efectul perturbator în reţea, se conectează condensatorul C în paralel pe starter. În acest mod la întreruperea starterului, curentul suferă o evoluţie mai lentă, fiind transferat prin condensator. Un efect benefic suplimentar se obţine prin conectarea unui filtru RC, ca în fig. 9.4 [10].

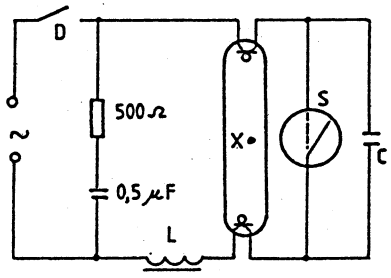


Fig.9.4. Lampă cu descărcări în gaze, cu inductivitate L, starter S şi condensator C

9.5. SISTEMUL „DELCO"

În fig.9.5 este prezentată schematic instalaţia electrică de aprindere sistem „Delco" pentru un motor cu ardere internă cu patru cilindri. Cheia de contact K fiind închisă şi motorul aflându-se în rotaţie, sunt acţionate ruptorul r şi distribuitorul D. Dacă motorul are patru cilindri şi funcţionează în patru timpi, la o rotaţie a rotorului distribuitorului D, ruptorul R va executa patru întreruperi.

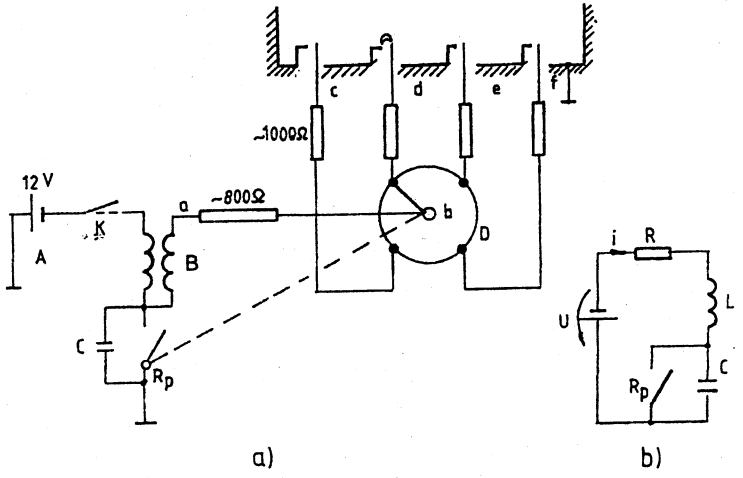


Fig.9.5. Sistemul „Delco" de aprindere:
a – schema generală; *b* – schema privind circuitul primar

Fazele funcționării din punct de vedere CEM sunt următoarele:

a) Dacă ruptorul R_p a fost închis și acum se deschide, condensatorul C are tendința să se încarce la tensiunea bateriei de 12 V, dar această încărcare decurge în regim oscilant amortizat din cauza inductivității înfășurării primare a bobinei de inducție B, care de fapt este un transformator cu circuit magnetic deschis.

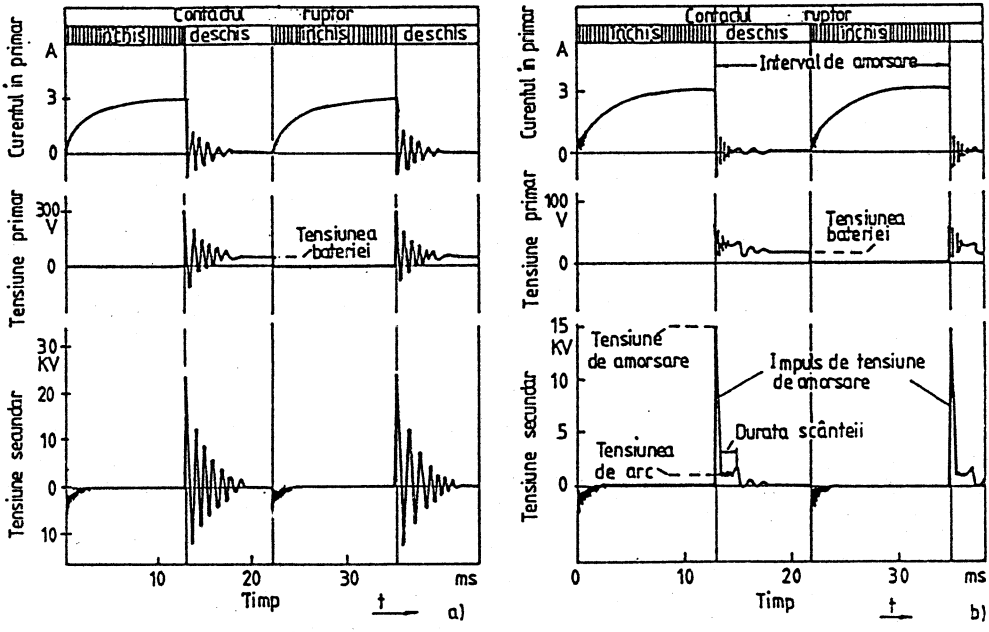


Fig.9.6. Oscilograme de curent și tensiune:
a – în gol; *b* – în sarcină

b) Curentul oscilant, care circulă în primarul bobinei B, determină o tensiune indusă în secundarul bobinei, cu valoare de vârf, în gol, de aproximativ 22 kV.

Transferul de energie este cu atât mai bun cu cât frecvențele proprii de oscilație din primar și secundar sunt mai apropiate.

c) Pe panta ascendentă a tensiunii secundare, la aproximativ 15 kV, se amorsează arcul electric în bujie.

În fig.9.6, *a* sunt date oscilogramele curentului din primarul bobinei, tensiunea din primar și tensiunea din secundar la funcționarea în gol, iar în fig 9.6, *b*, sunt înregistrate aceleași mărimi dar în sarcină, adică la amorsarea arcului electric în bujie.

În esență sursele de interferență sunt:

* Câmpul magnetic variabil cu frecvența curentului oscilant (3 A_{max}) din primarul bobinei.

* Câmpul electric variabil cu frecvențele rezultatele din pulsul de tensiune tăiat la aproximativ 15 kV, din secundarul bobinei.

9.5.1. FRECVENȚA CURENTULUI DIN PRIMARUL BOBINEI

În fig.9.5, *b* s-a extras circuitul primar al bobinei din fig.9.5, *a*, cu cheia *K* în poziție închis. În primarul bobinei trece curentul $I = U/R$, unde U este tensiunea dată de acumulator, iar R este rezistența electrică a circuitului. După deschiderea ruptorului R_p ecuația de funcționare a circuitului este:

$$U = Ri + L\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{C}\int_0^t i\,\mathrm{d}\,t \tag{9.1}$$

După aplicarea transformatei Laplace, soluția în domeniul imagine este de forma:

$$\mathcal{L}i = I\frac{P}{p^2 + 2p\delta + \omega_0^2} + \frac{U}{L(p^2 + 2p\delta + \omega_0^2)} \tag{9.2}$$

cu notațiile:

$$\delta = R/2L;\ \omega_0^2 = 1/(LC);\ \omega_e = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} \tag{9.3}$$

iar soluția în domeniul original:

$$i = \mathrm{e}^{-\delta t}\left[I\cos\omega t + \left(\frac{U}{L\omega_e} - \frac{\delta I}{\omega_e}\right)\sin\omega_e t\right] \tag{9.4}$$

Relația (9.4) descrie un curent oscilant amortizat, care pentru $t \to 0$ ia valoarea I, iar pentru $t \to \infty$ ia valoare nulă, ceea ce se poate observa și pe oscilograma din fig.9.6, *a*. Pe această oscilogramă frecvența oscilației amortizate este de 920,81 Hz.

9.5.2. ARMONICELE DE TENSIUNE

Urmărind fig.9.5, *a*, și 9.6, *b* se observă că punctul *b* al distribuitorului *D* este supus unei tensiuni repetitive de aproximativ 15 kV, cu frecvența de $f = 45{,}62$ Hz. Se poate aproxima că tensiunea crește în rampă, iar în momentul amorsării bujiei scade la

valoare aproape nulă, ca în fig.9.7. Spectrul de frecvență conținut în tensiunea repetitivă se evaluează cu ajutorul seriei Fourier, pentru care se precizează:

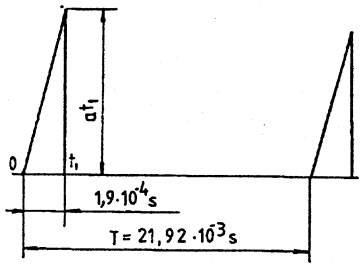


Fig.9.7. Tensiune de aprindere repetitivă

Funcția analizată $u(t) = at$;
Durata rampei de tensiune $t_1 = 1{,}9 \cdot 10^{-4}$ s;
Valoarea maximă a tensiunii $u = at_1$;
Perioada $T = 21{,}92 \cdot 10^{-3}$ s;
Frecvența $f = 1/T = 45{,}62$ s^{-1};
Pulsația $\omega = 2\pi f = 2\pi 45{,}62 = 286{,}63$ s^{-1}.
Relațiile de la § 1.5.1, privind coeficienții Fourier, devin:

$$A_0 = \frac{1}{T}\int_0^{t_1} at = \frac{at_1^2}{2T} \tag{9.5}$$

$$A_1 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\cos\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{T\omega^2}\left|\cos\omega t + \omega t\sin\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.6}$$

$$A_2 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\cos 2\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{4T\omega^2}\left|\cos 2\omega t + 2\omega t\sin 2\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.7}$$

$$A_3 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\cos 3\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{9T\omega^3}\left|\cos 3\omega t + 3\omega t\sin 3\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.8}$$

$$B_1 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\sin\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{T\omega^2}\left|\sin\omega t - \omega t\cos\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.9}$$

$$B_2 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\sin 2\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{4T\omega^2}\left|\sin 2\omega t - 2\omega t\cos 2\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.10}$$

$$B_3 = \frac{2a}{T}\int_0^{t_1} t\sin 3\omega t\,\mathrm{d}t = \frac{2a}{9T\omega^3}\left|\sin 3\omega t - 3\omega t\cos 3\omega t\right|_0^{t_1} \tag{9.11}$$

La scrierea relațiilor (9.6)... (9.11) s-au utilizat intergralele:

$$\int x\cos\alpha x = \frac{1}{\alpha^2}(\cos\alpha x + \alpha x\sin\alpha x) \tag{9.12}$$

$$\int x\sin\alpha x = \frac{1}{\alpha^2}(\sin\alpha x - \alpha x\cos\alpha x) \tag{9.13}$$

Conexiunea *a - b* (fig.9.5, *a*) funcționează ca antenă. De asemenea, conexiunile *b - c*, *b - d*, *b - e*, *b - f* funcționează ca antene. În vederea diminuării efectului de radiație și în scopul limitării curentului de scurtcircuit la amorsarea bujiei, legăturile menționate se execută cu un cablu rezistiv, valoarea rezistențelor intercalate fiind de ordinul 800...1000 Ω.

9.6. ECRANUL UNUI LABORATOR DE ÎNALTĂ TENSIUNE

O sală de înaltă tensiune în care se află un generator de impuls de tensiune, sau de curent, se tratează împotriva ridicării potențialului pământului de protecție. În fig.9.8, *a* generatorul de impuls de tensiune *GIT*, conectat cu obiectul care se încearcă *X*, este amplasat în spațiu liber. Cuplajul capacitiv realizat prin capacitatea parazită C_p va determina, pentru armonici de ordinul 1... 10 MHz, curenți care se închid prin priza de pământ de rezistență R_p.

Căderea de tensiune în priza de pământ, și deci ridicarea de potențial, poate fi de 2... 3 kV. Acest potențial este transmis prin ecranul cablului coxial echipamentului din cabina de măsurare. În practică, *GIT* și *X* se instalează într-o sală complet ecranată, ca în fig.9.8, *b*. Scopul urmărit este dublu, și anume:

* Curentul capacitiv se închide prin ecran și deci nu mai trece prin priza de pământ;

* Perturbațiile rezultate din descărcările electrice din laborator nu se transmit în exterior.

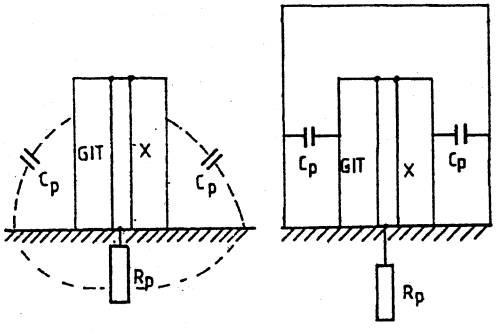


Fig.9.8. Ecranul unei săli de înaltă tensiune

Notă. Deși capacitatea parazită C_p din fig.9.8 este relativ mică (200... 500 pF), datorită variației rapide a tensiunii de impuls (unda plină și mai ales unda tăiată), rezultă un curent important.

Exemplu numeric. Pentru C_p = 500 pF; $du/dt = 10^6$ V/10^{-6} s rezultă:

curentul $i = C_p \frac{du}{dt} = 500 \cdot 10^{-12} \frac{10^6}{10^{-6}} = 500$ A.

Cu rezistența prizei de pământ R_p = 1 Ω ridicarea potențialului prizei de pământ este de 500 V.

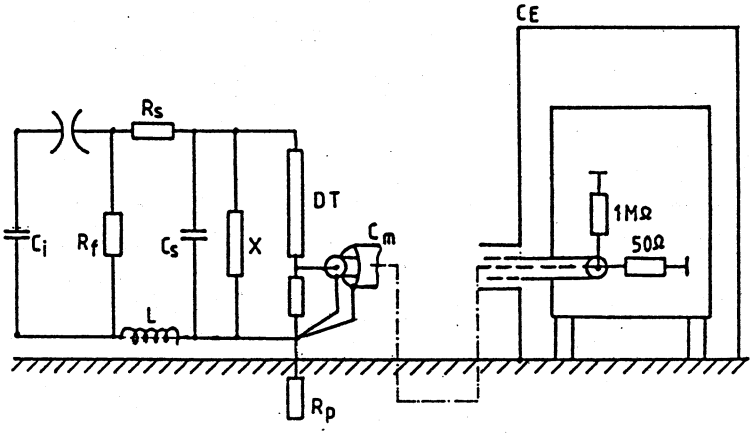


Fig.9.9. Legarea la pământ a generatorului de impuls de tensiune

Conectarea la priza de pământ a diferitelor utilaje din laborator se execută într-un singur punct. La acel punct se conectează divizorul de tensiune *DT* (fig.9.9) şi borna de pământ a *GIT*. Dacă conectarea la priza de pământ a *GIT* s-ar executa la condensatorul de impuls C_i, curentul de întoarcere ar determina în inductivitatea L a conexiunii un potenţial înalt care este transmis până în cabina ecranată, prin ecranul cablului de măsurare.

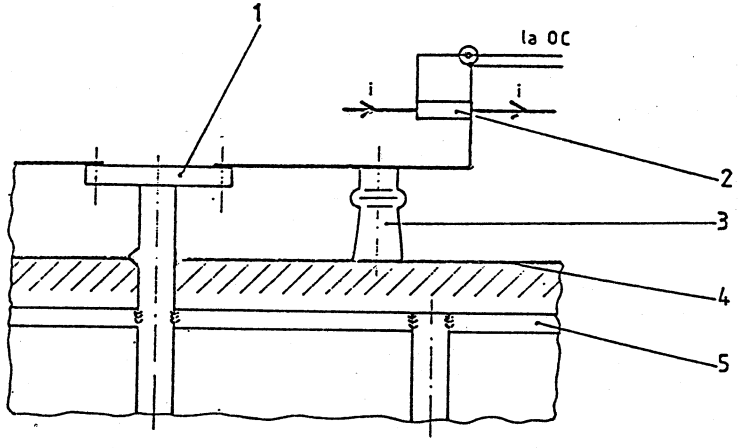


Fig.9.10. Legături într-un singur punct la priza de pământ:
1 – piesa punct unic de legare la pământ; *2* – şunt; *3* – izolator de 10 kV; *4* – ecranul general; *5* – priza de pământ de adâncime (10 m)

În fig.9.10 se arată că toate conexiunile care duc la priza de pământ unică sunt izolate faţă de pământ, deci faţă de ecranul general.

Notă. Pentru fiecare montaj din laboratorul de înaltă tensiune este necesar să se elaboreze o schemă echivalentă în vederea evitării buclelor, în care s-ar putea induce tensiuni electromotoare şi pentru a preveni ridicarea potenţialului carcaselor metalice ce aparţin echipamentului din cabina de măsurare.

10 EXPERIMENTĂRI

Acest capitol este destinat prezentării unor lucrări experimentale reprezentative din domeniul CEM.

10.1. ARMONICE DE CURENT ÎN INSTALAŢIILE CU SEMICONDUCTOARE

În fig.10.1 este prezentată schema electrică de principiu a unui redresor în punte trifazată. Dacă inductivitatea de filtraj L este suficient de mare se poate admite că forma curentului cerut de la reţeaua de alimentare se prezintă ca în fig.10.2. Tema care se cere soluţionată este de a determina banda de frecvenţă a şuntului S, cu care se măsoară curentul menţionat. Cu alte cuvinte este necesar să se asigure *compatibilitatea metrologică între mărimea măsurată şi senzorul de mărime.*

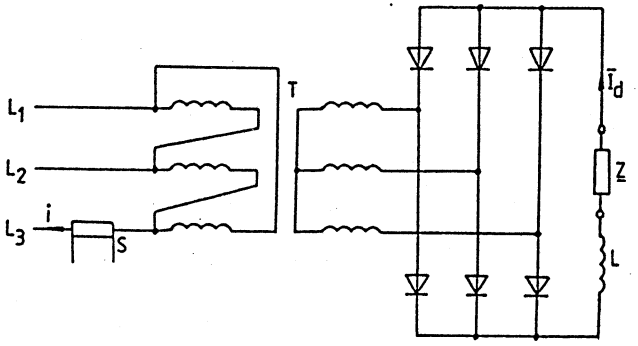


Fig.10.1. Schema electrică a unui redresor în punte trifazată

a) *Analiză.* Spectrul de frecvenţă se determină cu ajutorul seriei Fourier (§ 5.1) şi se găseşte:

$$f_n(t)=\frac{3I}{n\pi}\sin(n\omega t);\ f(t)=\frac{3I}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin(n\omega t)}{n} \qquad (10.1)$$

unde n = 1, 5, 7, 11, 13, 17, 19, 23, 25, 29, 31... . Reprezentarea grafică a armonicelor de curent este dată în fig.10.3. În fig.10.4 este prezentată caracteristica discretă amplitudine-frecvenţă până la armonica 65, care reprezintă 1,56% din amplitudinea armonicei fundamentale. Ca urmare, pentru ca şuntul să fie compatibil cu redarea armonicei 65, de frecvenţă 3250 Hz, este necesar ca banda de frecvenţă a şuntului să fie cel puţin cu un ordin de mărime mai mare, adică aproximativ 35 kHz.

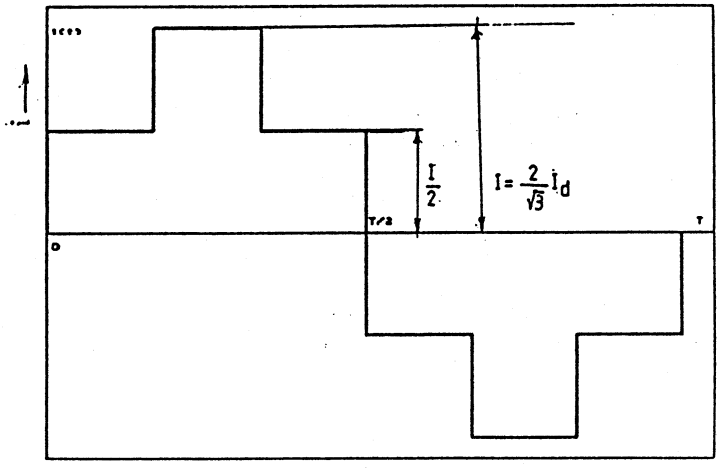


Fig.10.2. Diagrama curentului cerut de la rețea

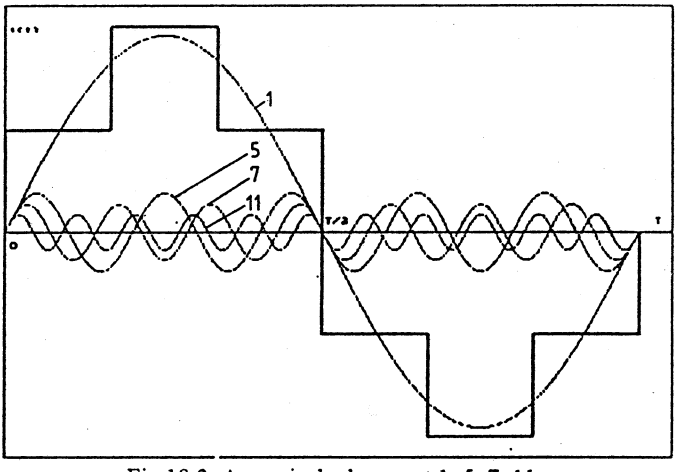


Fig.10.3. Armonicele de curent 1, 5, 7, 11

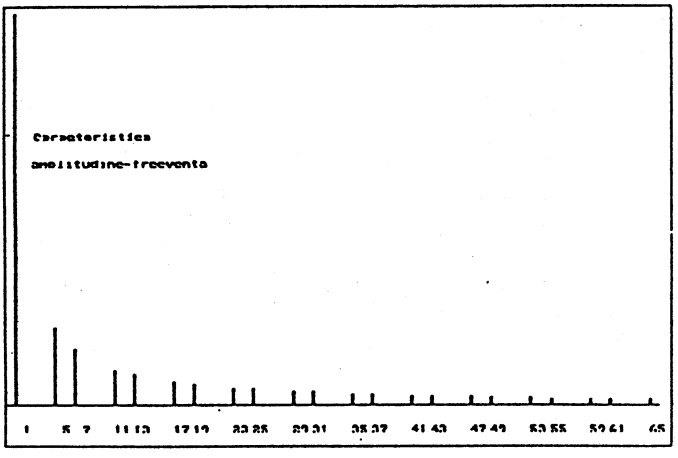


Fig.10.4. Diagrama discretă a armonicelor 1... 65

b) *Sinteză.* Cunoscându-se conţinutul în armonice se obţine sinteza semnalului de curent cu relaţia:

$$f(t)=\frac{3I}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin(n\omega t)}{n} \tag{10.2}$$

În fig.10.5 se prezintă curba sintetizată a curentului, formată cu armonicele 1, 5, 7, 11, 13, 17,]9, 23, 25, 29, 31.

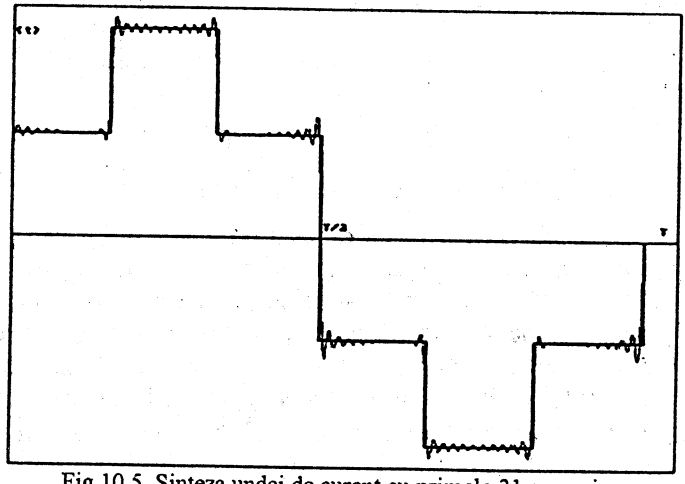


Fig.10.5. Sinteza undei de curent cu primele 31 armonice

10.2. ETALONAREA UNUI ŞUNT COAXIAL

Determinarea experimentală a timpului de răspuns şi a timpului de creştere a unui şunt coaxial este posibilă prin două metode, şi anume [15].

a) Metoda undelor staţionare într-un cablu coaxial, în cazul unei grosimi relativ mici a tolei rezistive (δ = 0,01... 0,5 mm);

b) Metoda descărcării unui condensator, realizat în execuţie coaxială, în cazul grosimii tolei rezistive de 1... 5 mm. Această metodă a fost folosită la desfăşurarea experimentului ce urmează a fi descris, cu referire la sistemul de ecranare şi legare la pământ.

În fig.10.6 este prezentată schema instalaţiei corespunzătoare etalonării unui şunt coaxial. Condensatorul coaxial C, de 4,7 μF, este încărcat la o tensiune de 3...5 kV prin intermediul unui cablu coaxial C_a. Descărcarea condensatorului C pe şuntul coaxial S_c se realizează prin amorsarea eclatorului E_c. Rezistenţa de limitare R, aşezată coaxial, are 75 Ω.

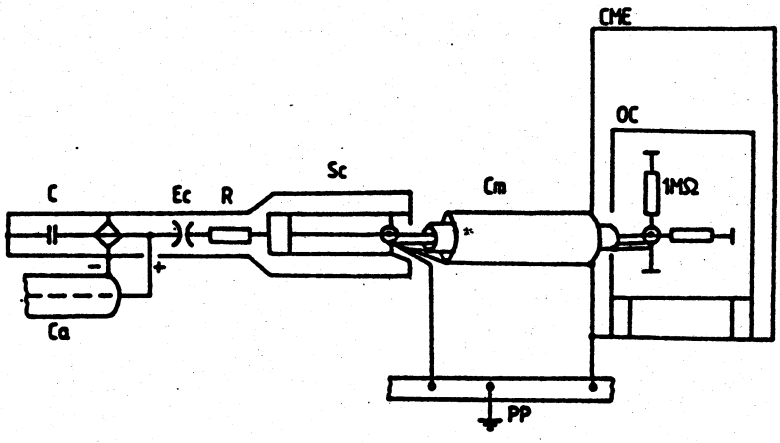


Fig.10.6. Montaj pentru etalonarea unui şunt coaxial

Cablul de măsurare C_m transferă căderea de tensiune pe rezistenţa şuntului coaxial la osciloscopul catodic *OC*, aşezat izolat în cabina de măsurare ecranată *CME*.

Ecranarea cablului de măsurare C_m şi adaptarea acestuia joacă un rol important la obţinerea unei oscilograme curate, fără interferenţe, şi deci interpretabile. S-au efectuat trei oscilograme reprezentative pentru răspunsul indicial, şi anume:

Fig.10.7, *a*: Cablul de măsurare C_m triplu ecranat şi impedanţa caracteristică Z_c= 75 Ω de adaptare, existentă la extremitatea cablului spre osciloscop. Oscilograma este curată, fără interferenţe.

Fig.10.7, *b*: Cablul de măsurare simplu ecranat (cablu de televiziune) şi impedanţa caracteristică Z_c = 75 Ω de adaptare, existentă la extremitatea cablului spre osciloscop. Nu se poate observa partea iniţială a oscilogramei, din cauza unei interferenţe de frecvenţă mare.

Fig.10.7, *c*: Cablul de măsurare simplu ecranat, fără adaptare la extremitatea spre osciloscop. Aspectul iniţial al oscilogramei este total necunoscut.

Notă. Timpul de răspuns (vezi § 7.1, relaţia 7.4) de 1,92 μs se determină prin măsurare directă pe oscilograma din fig.10.7, *a*.

10.3. TRANSMISIA OPTOELECTRICĂ

Cu ajutorul transmisiei optoelectrice se elimină cuplajele galvanic, inductiv, capacitiv, prin radiaţie electromagnetică. Calitatea acestei transmisii depinde de concepţia schemei (modulaţie în amplitudine sau frecvenţă) şi de calitatea liniei optice. În cadrul acestui experiment se urmăreşte să se determine performanţele unui sistem cu modulaţie în amplitudine şi transmisie optică prin fibră optică din material sintetic. Performanţele se stabilesc prin ridicarea experimentală a caracteristicii de frecvenţă în amplitudine şi fază.

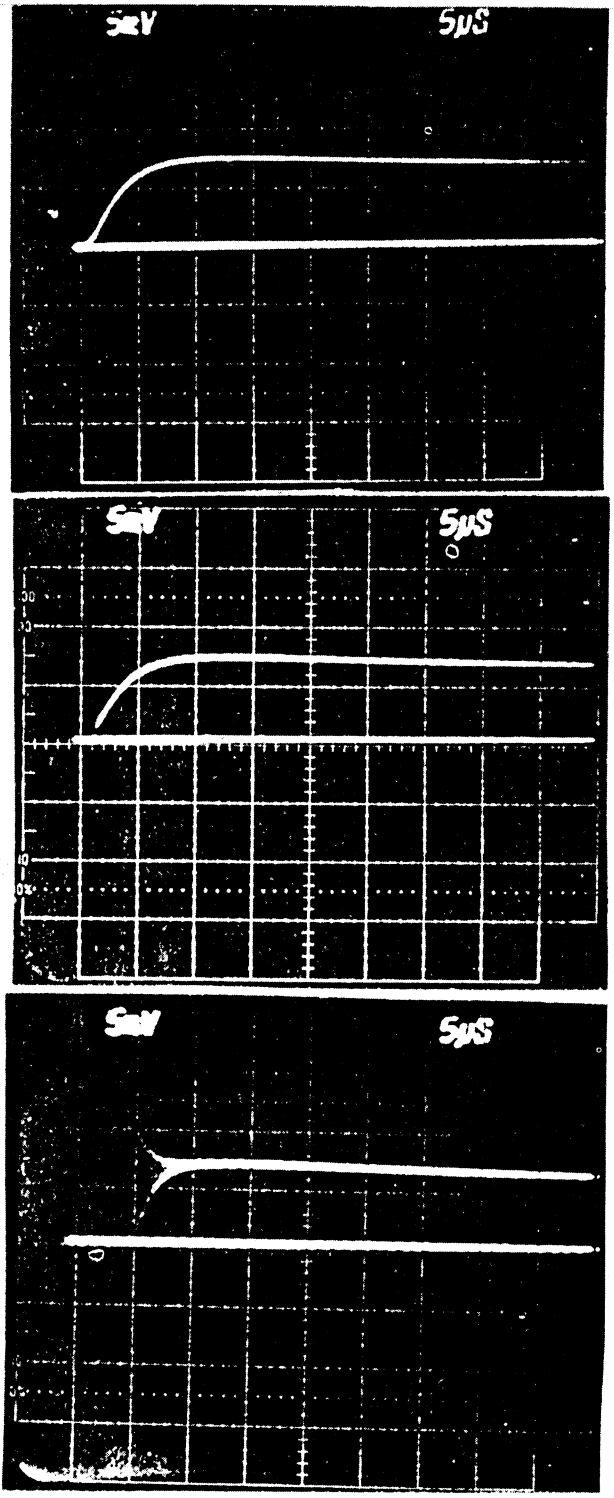


Fig.10.7. Răspunsul indicial al unui şunt coaxial. Explicaţii în text

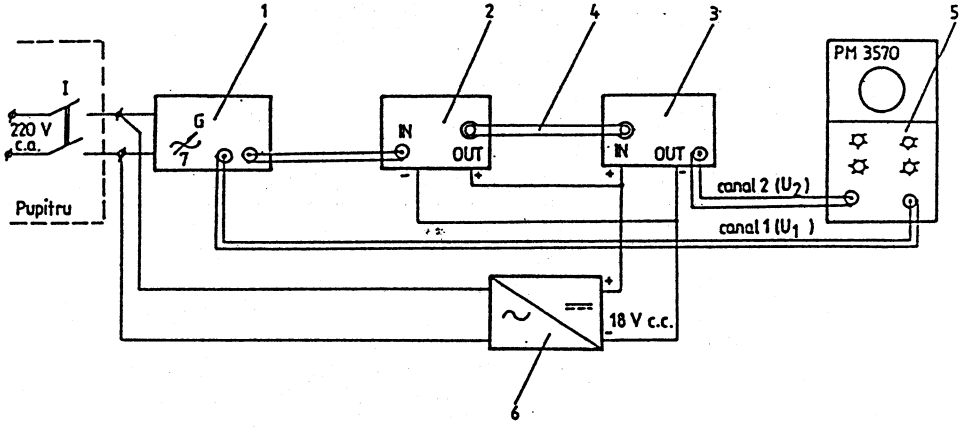


Fig.10.8. Relativ la performanţele transmisiei optoelectrice

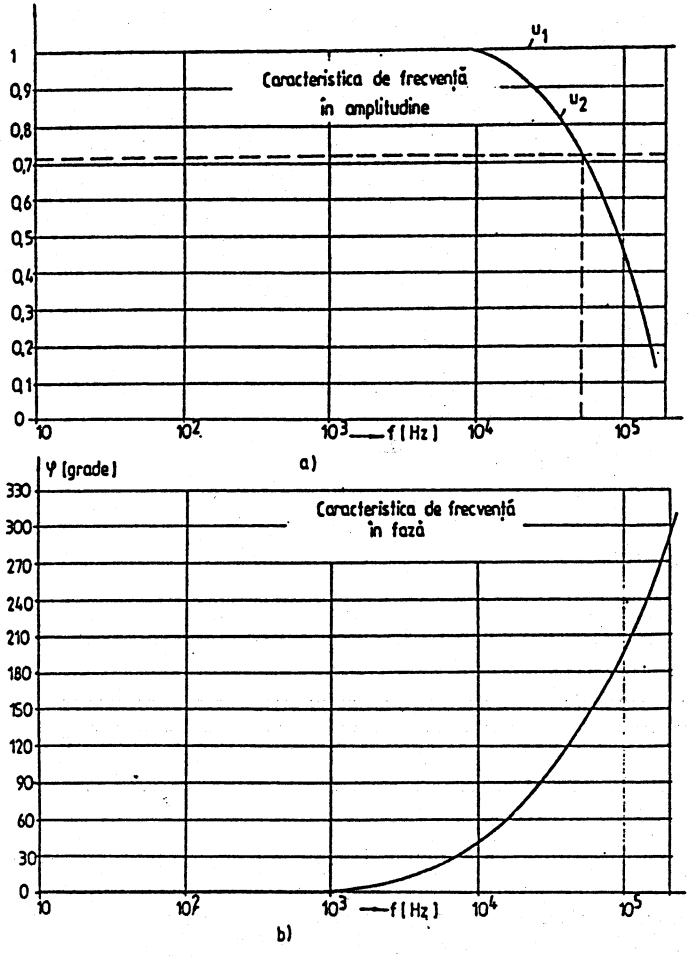


Fig.10.9. Caracteristica de frecvenţă:
a – în amplitudine; *b* – în fază

În fig.10.8 este prezentată schema echipamentului corespunzător. Generatorul de semnal *1* transmite un semnal electric emiţătorului *2* şi acelaşi semnal *canalului 1* al osciloscopului *5*. Emiţătorul *2* transmite, prin linia optică *4*, un semnal optic receptorului *3*, care demodulează semnalul optic şi îl transformă în semnal electric, care se aplică *canalului 2* al osciloscopului *5*.

În fig.10.9, *a* este dată caracteristica de frecvenţă în amplitudine, iar în fig.10.9, *b*, caracteristica de frecvenţă în fază. Din examinarea celor două caracteristici se recunoaşte că banda de frecvenţă transmisibilă prin sistemul experimentat este de 10 kHz.

10.4. EFICIENŢA DE ECRANARE A CABINEI DE MĂSURARE

Cabina de măsurare ecranată, echipată cu transformator de izolare şi filtru ca în fig.8.1, a fost testată în ce priveşte eficienţa de ecranare. În acest scop s-au efectuat măsurări asupra câmpului magnetic, respectiv electric, cu ajutorul antenei şi a voltmetrului de perturbaţii în afara cabinei şi apoi în cabină.

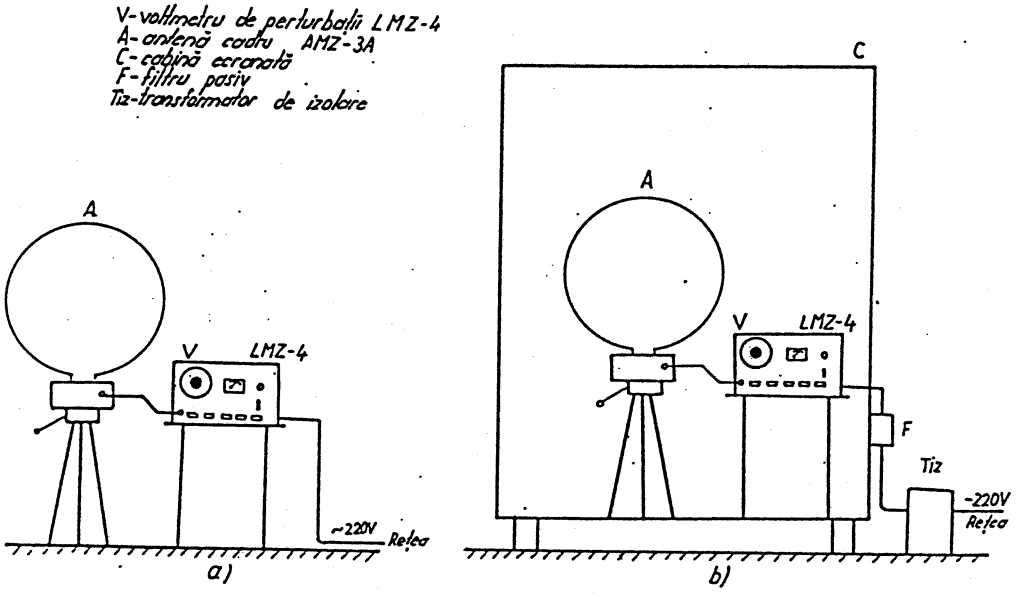


Fig.10.10. Măsurare cu antena cadru: *a* – în afara cabinei; *b* – în cabină

În practică, domeniul de frecvenţă al ecranării se împarte în trei categorii:

a) *Banda de frecvenţă 1 kHz-1 MHz*. Pentru acest domeniu carcasa metalică a cabinei ecranate oferă o ecranare cvasitotală la câmp electric şi sensibil mai redusă la câmp magnetic. Din acest motiv senzorul va fi cel de câmp magnetic, şi anume antena

cadru. Eficiența ecranării este dată de grosimea tolei din care sunt construiți pereții cabinei (§ 4.2).

b) *Banda de frecvență 1 MHz-100 MHz.* Din cauza rosturilor la uși, ferestre, îmbinări, câmpul electric are tendința pronunțată de a pătrunde în cabină. Senzorul utilizat este antena dipol.

c) *Banda de frecvență > 100 MHz.* Pentru acest domeniu unda electromagnetică se poate considera plană. Câmpul electric este legat de cel magnetic prin impedanța spațiului liber ($Z = E/H$). Senzorul va fi antena dipol.

În fig.10.10 este dat montajul la măsurările efectuate cu ajutorul antenei cadru, iar în fig. 10.11 – cu ajutorul antenei dipol. Rezultatele sunt trecute în tabelul 10.1.

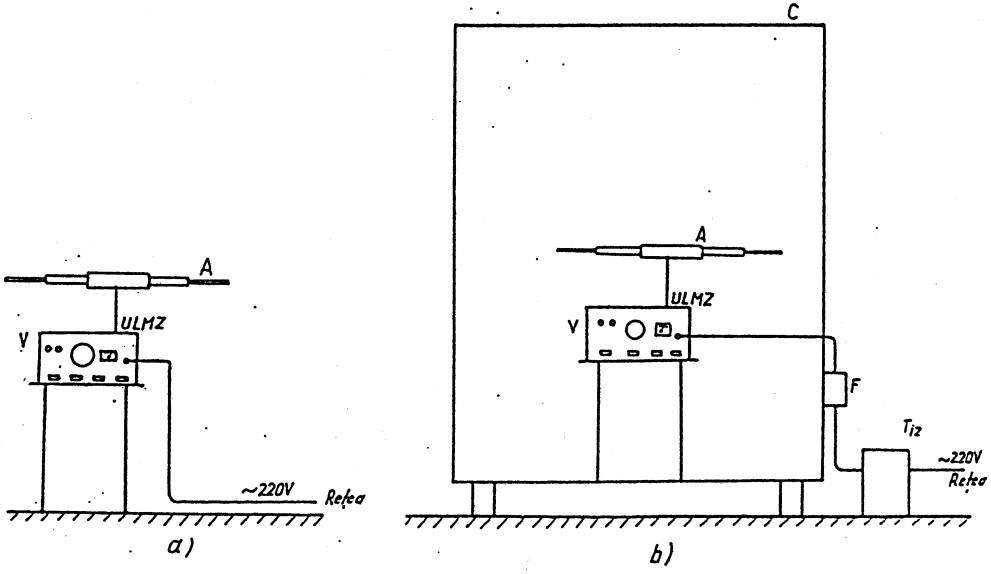


Fig.10.11. Măsurare cu antenă dipol: *a* – în afara cabinei; *b* – în cabină
V – voltmetru de perturbații; *A* – antenă dipol AD160; *C* – cabină ecranată; *E* – filtru pasiv; T_{iz} – transformatorul de izolare

Tabelul 10.1

Atenuări oferite de cabina ecranată

Frecvența [MHz]	Nivelul semnalului recepționat		Atenuarea [dB]
	în interior [dB]	în exterior [dB]	
0,6	34	87	> 53
0,85	33	83	> 50
15,5	21	71	50
21	20	47	> 27
68,4	20	69	49
70,5	20	65	45
152	11	49	38

Notă. Semnalul de emisie a fost dat de posturile de radio din apropiere.

11 ANEXE

ANEXA 11.1

DEMONSTRAȚIA RELAȚIEI (2.30)

Transformata inversă Fourier, adică funcţia de timp, are expresia:

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}F(\omega)\,e^{j\omega t}d\omega=\lim_{\omega\to\infty}\frac{1}{2\pi}\int_{-\omega}^{+\infty}\frac{2}{j\omega}e^{j\omega t}d\omega \tag{A.1}$$

$$f(t)=\lim_{\omega\to\infty}\frac{1}{j\pi}\underbrace{\int_{-\omega}^{+\omega}\frac{\cos\omega t}{\omega}d\omega}_{J_1}+\lim_{\omega\to\infty}\frac{1}{\pi}\underbrace{\int_{-\omega}^{+\omega}\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega}_{J_2} \tag{A.2}$$

Se calculează J_1, cu schimbarea de variabilă:

$$\omega t=x;\quad t\,d\omega=dx \tag{A.3}$$

$$J_1=\int_{-\omega t}^{+\omega t}\frac{\cos x}{x/t}\frac{dx}{t}=\int_{-\omega t}^{+\omega t}\frac{\cos x}{x}dx=\Big|\ \mathrm{Ci}(x)\ \Big|_{-\omega t}^{+\omega t} \tag{A.4}$$

Cosinus integral, dezvoltat în serie, are expresia:

$$\mathrm{Ci}(x)=\ln|x|-\frac{x^2}{2\cdot 2!}+\frac{x^4}{4\cdot 4!}-\frac{x^6}{6\cdot 6!}+\ldots \tag{A.5}$$

şi este funcţie pară, adică Ci (x) = Ci $(-x)$, astfel că $J_1 = 0$.

Se calculează J_2, cu schimbarea de variabilă (A.3) şi se obţine:

$$J_2=\int_{-\omega}^{+\omega}\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega=\int_{-\omega t}^{+\omega t}\frac{\sin x}{x}dx=\Big|\ \mathrm{Si}(x)\Big|_{-\omega t}^{+\omega t} \tag{A.6}$$

Sinusul integral, dezvoltat în serie, are expresia:

$$\mathrm{Si}(x)=x-\frac{x^3}{3\cdot 3!}+\frac{x^5}{5\cdot 5!}-\frac{x^7}{7\cdot 7!}+\ldots \tag{A.7}$$

şi este o funcţie impară, adică Si (x) = –Si $(-x)$, astfel încât $J_2=2\Big|\ \mathrm{Si}(x)\ \Big|_0^{+\omega t}$;

relaţia (A.2) devine:

$$f(t)=\frac{2}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{\sin\omega t}{\omega}d\omega \tag{A.8}$$

ANEXA 11.2

ALGORITM ŞI EXEMPLU DE CALCUL PENTRU UN ŞUNT COAXIAL DE 1 MΩ

1. Timpul de răspuns [15] $T_r = \frac{\mu\delta^2}{6\rho}$ cu $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m] δ – grosimea tolei [m] ρ – rezistivitatea Ωm	$\delta = 0{,}1 \cdot 10^{-3}$ m $\rho = 0{,}43 \cdot 10^{-6}$ Ωm (manganină) $T_r = 4{,}87 \cdot 10^{-9}$ s
2. Banda de frecvenţă [15] $B = \frac{0{,}241}{T_r}$ [Hz]	$49{,}479 \cdot 10^6$ Hz
3. Diametrul mediu pentru rezistenţa R a şuntului dată $\varnothing = \frac{\rho l}{\pi \delta R}$; $l = \frac{\pi\delta R\varnothing}{\rho}$ [m]	$R = 10^{-3}$ Ω; $\varnothing = 0{,}1$ m $l = 0{,}073$ m
4. Supratemperatura în regim permanent [13] $\theta_p = \frac{P}{\alpha A} = \frac{R I_n^2}{\alpha \pi \varnothing l}$ [grd] $P = RI^2$ [W]; $A = \pi \varnothing l$ [m^2] I_n [A] – curentul nominal	$I_n = 120$ A $\theta_p = 62{,}7$ grd
5. Supratemperatura în regim adiabatic: curentul admis [13] $\theta_a = \frac{\rho I_a^2 t}{c_1 (\pi \varnothing \delta)^2}$ [grd] $I_a = \sqrt{\frac{c_1 (\pi \varnothing \delta)^2 \theta_a}{\rho t}}$ I_a [A]; $t = 1$ s c_1 = [Ws/(m^3 grd)]	$c_1 = 3{,}41 \cdot 10^6$ Ws/(m^3 grd); manganină $\theta_a = 60$ grd $t = 1$ s $I_a = 685{,}28$ A
6. Diametrul captatorului ($\varnothing_1$ în fig.7.1) Impedanţa internă Z trebuie să fie egală cu impedanţa caracteristică Z_c a cablului coaxial $Z = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = Z_c$ [Ω] L_0 [H/m] – inductivitatea specifică C_0 [F/m] – capacitatea specifică Pentru o dispoziţie coaxială $L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{r_3}{r_1}$ Capacitatea între un conductor cu diametrul $2r_1$ şi un conductor cu diametrul $2r_3$. Dielectric neomogen. $C = \frac{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{r3}}{\varepsilon_{r3} \ln (r_2 / r_1) + \varepsilon_{r2} \ln (r_3 / r_2)}$.	$Z_c = 50$ $r_2 = 47 \cdot 10^{-3}$ m $r_3 = 50 \cdot 10^{-3}$ m $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ F/m $\varepsilon_{r2} = 1$ $\varepsilon_{r3} = 4 \ldots 6$ Rezultă $r_1 = 21{,}16 \cdot 10^{-3}$ m

7. Amortizarea oferită de ecran la câmp magnetic transversal

$$a_n = \ln\left|1 / \underline{F}_e\right| =$$

$$= \ln\sqrt{\mathrm{Re}^2(1/\underline{F}_e) + \mathrm{Im}^2(1/\underline{F}_e)}$$

$$\underline{F}_e = \frac{1}{\cosh kg + \frac{1}{2}\left(D + \frac{1}{D}\right)\sinh kg}$$

$$k = \sqrt{j\omega\mu\sigma} = \frac{1+j}{\delta}$$

$$\omega = 2\pi f \quad [s^{-1}]$$

r_m [m] – raza medie a ecranului
g [m] – grosimea ecranului

Pentru CuE
$\mu_r = 1$, $r_m = 68 \cdot 10^{-3}$ m;
$g = 4 \cdot 10^{-3}$ m
$\sigma = 1 / \rho = 1 / (1{,}78 \cdot 10^{-8})$ 1 / Ωm

În funcție de frecvență diagrama este dată în fig.A.1

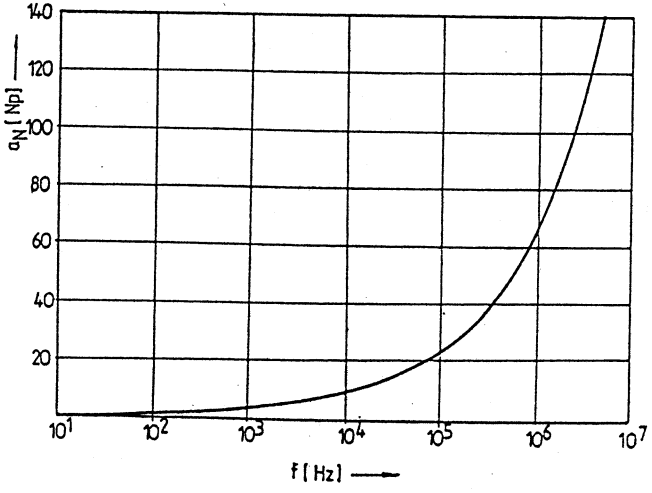


Fig.A.1. Diagrama amortizării oferite de ecranul şuntului coaxial

ANEXA 11.3

PRINCIPIUL SENZORULUI CAPACITIV DE CÂMP ELECTRIC

În fig.A.2, *a* câmpul electric E, ca valoare instantanee, este dirijat perpendicular pe suprafaţa dreaptă metalică A, izolată faţă de o suprafaţă metalică dreaptă mai mare. Între suprafaţa A şi suprafaţa înconjurătoare există n capacităţi discrete de valoare C/n, conectate în paralel, care însumează capacitatea C. Aceasta poate fi constituită şi numai din capacitatea parazită. Rezistenţa R are semnificaţia impedanţei de intrare într-un amplificator.

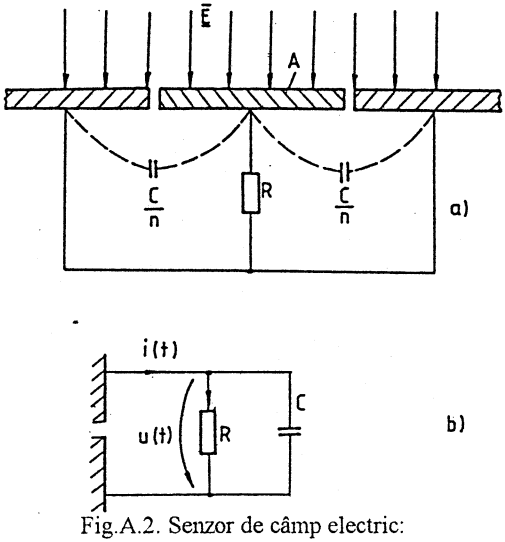


Fig.A.2. Senzor de câmp electric: *a* – schiţa construcţiei; *b* – schema electrică echivalentă

În regim armonic cvasistaţionar curentul $i(t)$, din schema din fig.A.2, *a*, are două componente, şi anume componenta de conducţie şi cea a curentului de deplasare:

$$i(t)=\sigma\int_A E\,\mathrm{d}A+\varepsilon\int_A\frac{\partial E}{\partial t}\,\mathrm{d}A \qquad (A.9)$$

Dacă câmpul electric este uniform în domeniul considerat, relaţia (A.9) se scrie sub forma:

$$i(t)=A(\sigma E+\varepsilon\dot{E}) \qquad (A.10)$$

Acelaşi curent în funcţie de tensiunea u, din schema din fig.A.2, *b*, este:

$$i(t)=\frac{1}{R}u+C\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} \qquad (A.11)$$

Se egalează ultimele două relaţii şi se obţine:

$$A\left(\sigma E+\varepsilon\dot{E}\right)=\frac{u}{R}+C\dot{u} \qquad (A.12)$$

Se caută să se determine răspunsul în tensiune u, la excitaţia treaptă de câmp electric E. Prin aplicarea transformării Laplace ecuaţiei (A.12), soluţia în domeniul imagine este:

$$\mathcal{L}u=E\,R\,A\left[\frac{\sigma}{p\,(1+p\,C\,R)}+\frac{\varepsilon}{(1+p\,C\,R)}\right] \qquad (A.13)$$

iar în domeniul original:

$$u(t)+E\,R\,A\,\sigma\left[1-\mathrm{e}^{-t/(RC)}+\frac{\varepsilon}{\sigma}\frac{1}{RC}\mathrm{e}^{-t/(RC)}\right] \qquad (A.14)$$

Răspunsul $u(t)$, poate lua formele schiţate în fig.A.3, şi anume:

a) Răspuns compensat, pentru $\varepsilon/\sigma = R\,C$:

$$u=E\,R\,A\,\sigma=E\,\varepsilon\,A/C \qquad (A.15)$$

Cum R, A şi σ sunt mărimi constante, rezultă că răspunsul este independent de timp.

b) Răspuns supracompensat, pentru $\varepsilon/\sigma > R\,C$:

$$u=E\,R\,A\,\sigma\left[1+\mathrm{e}^{-t/(RC)}\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\frac{1}{RC}-1\right)\right] \qquad (A.16)$$

c) Răspuns subcompensat, pentru $\varepsilon/\sigma < R\,C$:

$$u = E\,R\,A\,\sigma\left[1 - \mathrm{e}^{-t/(RC)}\left(1 - \frac{\varepsilon}{\sigma}\,\frac{1}{R\,C}\right)\right] \qquad \text{(A.17)}$$

Pentru o sarcină R foarte mică, rezultă că $\varepsilon/\sigma >> R\,C$ şi deci se poate construi un senzor pentru determinarea mărimii $\dot{D}$. În adevăr ecuaţia (A.12) se scrie sub forma:

$$u + R\,C\frac{\mathrm{d}\,u}{\mathrm{d}\,t} = \sigma\,A\,R\left(E + \frac{\varepsilon}{\sigma}\,\dot{E}\right) \approx A\,R\,\dot{D} \qquad \text{(A.18)}$$

Notă. Pentru senzorul de câmp electric din fig.8.5 se fac următoarele raţionamente:

Intensitatea câmpului electric la suprafaţa sferei are numai componentă radială şi este de forma:

$$E_r = 3\,E_0\cos\theta = 3\,\hat{E}\sin\omega\,t\cos\theta \qquad \text{(A.19)}$$

Curentul imprimat de câmpul electric de excitaţie E_0 are expresia:

$$i = \sigma\int_A E_r\,\mathrm{d}\,A + \varepsilon\int\frac{\partial\,E_r}{\partial\,t}\,\mathrm{d}\,A \qquad \text{(A.20)}$$

Elementul de arie este evaluat la:

$$\mathrm{d}\,A = 2\pi R^2\sin\theta\,\mathrm{d}\theta \qquad \text{(A.21)}$$

$$i = 3\pi\,R^2\hat{E}_0(\sigma\sin\omega t + \varepsilon_0\,\omega\cos\omega t) \qquad \text{(A.22)}$$

cum $\varepsilon_0\,\omega > \sigma$ rezultă tensiunea captată:

$$u = \frac{1}{C}\int_0^t i\,\mathrm{d}\,t = \frac{3\pi\,\varepsilon_0 R^2\hat{E}_0\sin\omega t}{C} \qquad \text{(A.23)}$$

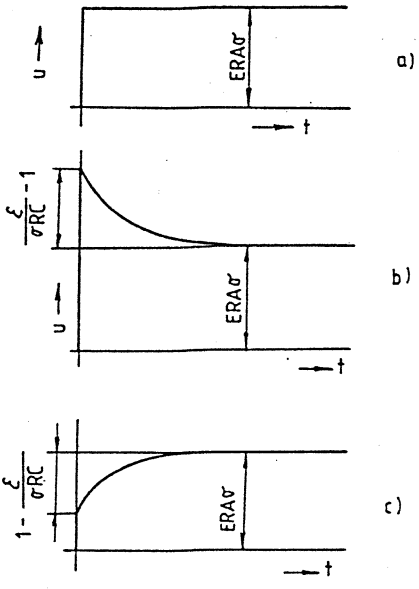


Fig.A.3. Răspunsul la excitaţie treaptă de câmp electric:
a – compensat; *b* – supracompensat; *c* – subcompensat

Din această relaţie rezultă că valoarea instantanee a semnalului obţinut de senzor este proporţională cu valoarea instantanee a câmpului electric.

ANEXA 11.4

ECRANUL MAGNETOSTATIC CILINDRIC BISTRAT

Relaţia (4.33) este aproximativă [2] şi nu permite o extindere a raţionamentului la mai multe straturi. În cele ce urmează se prezintă un algoritm, exemplificat la două straturi, ce poate fi extins la un număr arbitrar de straturi.

În fig.A.4 este dată o secţiune transversală într-un ecran cilindric cu două straturi, plasat transversal într-un câmp magnetostatic uniform, de intensitate H_0, orientat după axa y a sistemului de coordonate. Se urmăreşte să se demonstreze că golul între cele două straturi, cuantificat prin raportul r_3/r_2, joacă un rol esenţial în stabilirea eficienţei ecranului bistrat.

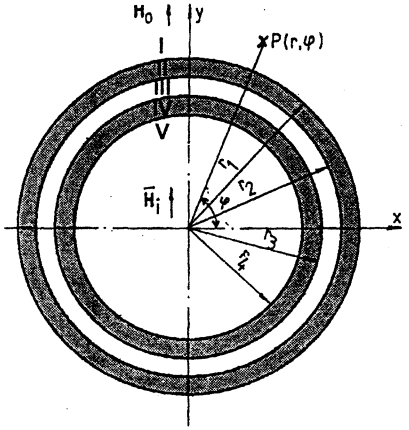


Fig.A.4. Relativ la calculul ecranului cilindric bistrat:
a) $r_2/r_1 = 0{,}97$; *b*) $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}98$;
c) $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}99$; $\mu_r = 500$

Starea magnetică a domeniului definit prin $r > 0$ este descrisă, în acord cu raţionamentul de la § 4.11, de *potenţialul magnetic scalar*, pe subdomenii, după cum urmează:

I. Pentru $r \geq r_1$:

$$U_{\mathrm{I}}(r,\varphi) = -\left(H_0 r + \frac{C_2}{r}\right)\sin\varphi \qquad \text{(A.24)}$$

II. Pentru $r_2 \leq r \leq r_1$:

$$U_{\mathrm{II}}(r,\varphi) = -\left(C_3 r + \frac{C_4}{r}\right)\sin\varphi \qquad \text{(A.25)}$$

III. Pentru $r_3 \leq r \leq r_2$:

$$U_{\mathrm{III}}(r,\varphi) = -\left(C_5 r + \frac{C_6}{r}\right)\sin\varphi \qquad \text{(A.26)}$$

IV. Pentru $r_4 \leq r \leq r_3$:

$$U_{\mathrm{IV}}(r,\varphi) = -\left(C_7 + \frac{C_8}{r}\right)\sin\varphi \qquad \text{(A.27)}$$

V. Pentru $0 \leq r \leq r_4$:

$$U_{\mathrm{V}}(r,\ \varphi) = -\ C_9\, r \sin\varphi \qquad \text{(A.28)}$$

Condiţii de graniţă. La graniţa între domenii se conservă componenta tangenţială a câmpului magnetic (CTCM) şi componenta normală a inducţiei magnetice (CNIM), după cum urmează:

a) Graniţa între subdomeniile I şi II: $\varphi = \pi/2$, $\sin\varphi = 1$; $r = r_1$; $\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$

$$\text{CTCM}: \ H_0 r_1 + \frac{C_2}{r_1} = C_3 r_1 + \frac{C_4}{r_1} \qquad \text{(A.29)}$$

$$\text{CNIM}: \ H_0 - \frac{C_2}{r_1^2} = \mu_r C_3 - \mu_r \frac{C_4}{r_1^2} \qquad \text{(A.30)}$$

b) Graniţa între subdomeniile II şi III: $\varphi = \pi/2$, $\sin\varphi = 1$; $r = r_2$; $\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$

$$\text{CTCM}: \ C_3 r_2 + \frac{C_4}{r_2} = C_5 r_2 + \frac{C_6}{r_2} \qquad \text{(A.31)}$$

$$\text{CNIM: } \mu_r C_3 - \mu_3 \frac{C_4}{r_2^2} = C_5 - \frac{C_6}{r_2^2} \tag{A.32}$$

c) Graniţa între subdomeniile III şi IV: $\varphi = \pi/2$, $\sin\varphi = 1$; $r = r_3$; $\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$

$$\text{CTCM: } C_5 r_3 + \frac{C_6}{r_3} = C_7 r_3 + \frac{C_8}{r_3} \tag{A.33}$$

$$\text{CNIM: } C_5 - \frac{C_6}{r_3^2} = \mu_r C_7 - \mu_r \frac{C_8}{r_3^2} \tag{A.34}$$

d) Graniţa între subdomeniile IV şi V: $\varphi = \pi/2$, $\sin\varphi = 1$, $r = r_4$; $\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$

$$\text{CTCM: } C_7 r_4 + \frac{C_8}{r_4} = C_9 r_4 \tag{A.35}$$

$$\text{CNIM: } \mu_r C_7 - \mu_r \frac{C_8}{r_4^2} = C_9 = H_i \tag{A.36}$$

Notă. În relaţiile (A.29)... (A.36) s-a admis că domeniile II şi IV au aceeaşi permeabilitate $\mu = \mu_0\mu_r$. Astfel se va considera pentru domeniul I permeabilitatea $\mu_1 = \mu_0\mu_{r1}$ şi pentru domeniul IV permeabilitatea $\mu_2 = \mu_0\mu_{r2}$. Din sistemul de ecuaţii (A.29)... (A.36) se determină constantele C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7, C_8, $C_9 = H_i$ şi se obţine eficienţa ecranării cilindrice bistrat sub forma:

$$S = \frac{H_0}{H_i} = \frac{H_0}{C_9} = \frac{A(\mu_r + 1) - B(r_2/r_1)^2(\mu_r - 1)}{2} \tag{A.37}$$

cu notaţiile suplimentare:

$$A = \frac{\mu_r + 1}{8\mu_r^2}\left[(\mu_r + 1)^2 - (\mu_r - 1)^2 \frac{r_4^2}{r_3^2}\right] + \frac{\mu_r - 1}{8\mu_r^2}\left(1 - \mu_r^2\right)\left(1 - \frac{r_4^2}{r_3^2}\right)\frac{r_3^2}{r_2^2} \tag{A.38}$$

$$B = \frac{\mu_r - 1}{8\mu_r^2}\left[(\mu_r + 1)^2 - (\mu_r - 1)^2 \frac{r_4^2}{r_3^2}\right] + \frac{\mu_r + 1}{8\mu_r^2}\left(1 - \mu_r^2\right)\left(1 - \frac{r_4^2}{r_3^2}\right)\frac{r_3^2}{r_2^2} \tag{A.39}$$

Aplicaţie numerică. Pentru $r_4/r_3 = r_3/r_2 = r_2/r_1 = 0{,}97$ şi $\mu_r = 500$ se obţine:

$A = 0{,}71885$; $B = 0{,}68824$;

$$S = \frac{H_0}{H_i} = \frac{0{,}7185 \cdot 501 - 0{,}68824 \cdot 0{,}9409 \cdot 499}{2} = 18{,}504$$

Cu un singur ecran, la acelaşi raport de raze, cu ajutorul relaţiei (4.24) se obţine eficienţa $S = 8{,}35$.

Observaţii

a) Dacă $r_2 = r_3$, adică nu există gol între cele două straturi, eficienţa calculată cu relaţia (A.29) conduce la valoarea $S = 15{,}29$, adică la aceeaşi valoare calculată cu relaţia (4.24) pentru un singur strat mai gros cu raportul $r_4/r_1 = 0{,}9409$.

b) Golul $r_2 - r_3$, respectiv raportul r_3/r_2, joacă un rol esenţial privind valoarea eficienţei ecranării. Astfel în fig.A.5 s-a trasat diagrama valorii S a eficienţei ecranării în

funcţie de raportul r_3/r_2, pentru rapoartele $r_4/r_3 = r_2/r_1 = 0{,}97,\ 098,\ 0{,}99$ şi $\mu_r = 500$. În intervalul 0,9... 1 pentru raportul r_3/r_2, eficienţa ecranării scade de la 25,64 la 15,29, pe curba *a*.

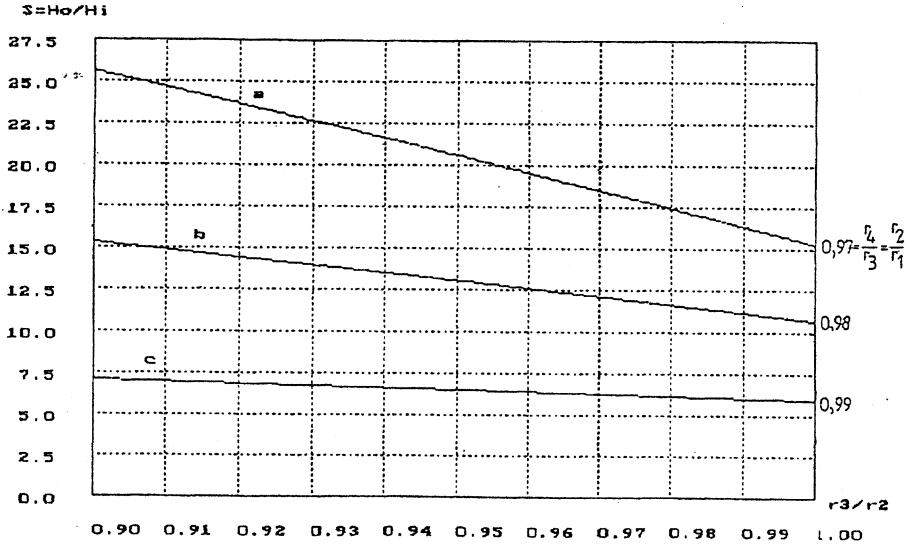


Fig.A.5. Eficienţa ecranului cilindric bistrat

Din punct de vedere practic, un gol mare, adică un raport r_3/r_2 mic, conduce la dimensiuni mari ale ecranului.

c) Algoritmul stabilit, spre exemplificare, prin relaţiile (A.24)... (A.28), se poate extinde la un număr mai mare de straturi, dar în acest caz este de preferat o rezolvare numerică.

ANEXA 11.5

ECRANUL MAGNETOSTATIC SFERIC BISTRAT

Obţinerea unei eficienţe semnificative de ecranare în domeniul magnetostatic conduce fie la acceptarea unei grosimi apreciabile a ecranului, fie la folosirea ecranului multistrat. Dacă, în cazul ecranării electromagnetice (de câmp magnetic armonic), sunt necesare grosimi de tolă (Ol, CuE, CuE+Ol) de 0,3... 2 mm pentru a obţine armonizări de ordinul zecilor de decibeli, în cazul ecranării magnetostatice la grosimi de ordinul 30 mm se obţin atenuări numai de 2... 3 dB. Procesul ecranării faţă de câmpul magnetic armonic are la bază formarea curenţilor turbionari şi de aceea ecranarea este cu atât mai semnificativă cu cât frecvenţa de excitaţie este mai mare. În cazul ecranului magnetostatic efectul de ecranare se bazează pe concentrarea câmpului magnetic în tola ecranului.

Din punct de vedere aplicativ cabinele ecranate magnetostatic se construiesc multistrat, cu o geometrie apropiată de forma unui cub. Pentru a calcula eficienţa ecranării, cel puţin în prima etapă, se poate folosi modelul sferic, urmărind ca ulterior să se recurgă la un calcul numeric.

În fig.A.6 este prezentată o secţiune diametrală într-un ecran magnetostatic, cu două straturi, plasat în câmpul magnetic static, uniform şi omogen, de intensitate H_0. Ecranul este construit din material feromagnetic cu permeabilitatea relativă $\mu_r >> 1$.

După cum s-a precizat la § 4.1.2, starea magnetică este descrisă pentru domeniul $r > 0$, *cu ajutorul potenţialului magnetic scalar*. Există cinci subdomenii de interes, descrise după cum urmează:

I. Pentru $r \geq r_1$

$$U_{\mathrm{I}}(r,\theta) = -\left(H_0 r + \frac{C_2}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (A.40)$$

II. Pentru $r_2 \leq r \leq r_1$

$$U_{\mathrm{II}}(r,\theta) = -\left(C_3 r + \frac{C_4}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (A.41)$$

III. Pentru $r_3 \leq r \leq r_2$

$$U_{\mathrm{III}}(r,\theta) = -\left(C_5 r + \frac{C_6}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (A.42)$$

IV. Pentru $r_4 \leq r \leq r_3$

$$U_{\mathrm{IV}} = -\left(C_7 r + \frac{C_8}{r^2}\right)\cos\theta \qquad (A.43)$$

V. Pentru $0 \leq r \leq r_4$

$$U_{\mathrm{V}} = -C_9 r\cos\theta \qquad (A.44)$$

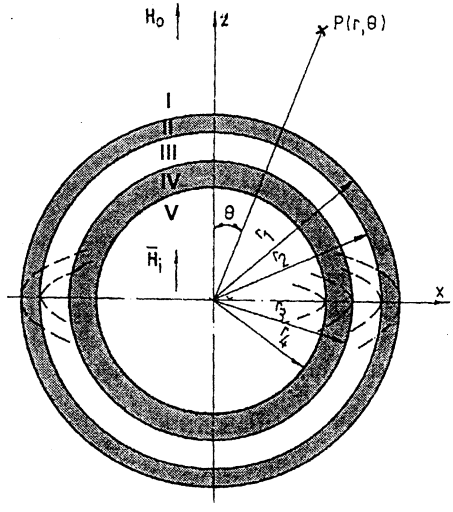


Fig.A.6. Secţiune diametrală în ecranul sferic bistrat

Condiţiile la graniţele între subdomenii se referă la conservarea componentei tangenţiale a câmpului magnetic (CTCM) şi la conservarea componentei normale a inducţiei magnetice (CNIM), după cum urmează:

a) Granița între subdomeniile I și II: $\theta = 0$; $\cos\theta = 1$; $r = r_1$; $\theta = \pi/2$, $\sin\theta = 1$

$$\text{CTCM}: \; H_0 r_1 + \frac{C_2}{r_1^2} = C_3 r_1 + \frac{C_4}{r_1^2} \tag{A.45}$$

$$\text{CNIM}: \; H_0 - \frac{2C_2}{r_1^3} = \mu_r C_3 - \mu_r \frac{2C_4}{r_1^3} \tag{A.46}$$

b) Granița între subdomeniile II și III: $\theta = 0$; $\cos\theta = 1$; $r = r_2$; $\theta = \pi/2$, $\sin\theta = 1$

$$\text{CTCM}: \; C_3 r_2 + \frac{C_4}{r_2^2} = C_5 r_2 + \frac{C_6}{r_2^2} \tag{A.47}$$

$$\text{CNIM}: \; \mu_3 C_3 - \mu_r \frac{2C_4}{r_2^3} = C_5 - \frac{2C_6}{r_2^3} \tag{A.48}$$

c) Granița între subdomeniile III și IV: $\theta = 0$; $\cos\theta = 1$; $r = r_3$; $\theta = \pi/2$, $\sin\theta = 1$

$$\text{CTCM}: \; C_5 r_3 + \frac{C_6}{r_3^2} = C_7 r_3 + \frac{C_8}{r_3^2} \tag{A.49}$$

$$\text{CNIM}: \; C_5 - \frac{2C_6}{r_3^3} = \mu_r C_7 - \mu_r \frac{2C_8}{r_3^3} \tag{A.50}$$

d) Granița între subdomeniile IV și V: $\theta = 0$; $\cos\theta = 1$; $r = r_4$; $\theta = \pi/2$, $\sin\theta = 1$

$$\text{CTCM}: \; C_7 r_4 + \frac{C_8}{r_4^2} = C_9 r_4 \tag{A.51}$$

$$\text{CNIM}: \; \mu_r C_7 - \mu_r \frac{2C_8}{r_4^3} = C_9 = H_i \tag{A.52}$$

În relațiile (A.40)... (A.52) s-a admis aceeași permeabilitate $\mu = \mu_0 \mu_r$ pentru subdomeniile II și IV, și aceeași permeabilitate μ_0 pentru subdomeniile I, III și V. În relațiile menționate necunoscutele sunt C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7, C_8 și C_9. Se observă că $C_9 = H_i$, adică tocmai câmpul magnetic în volumul ecranat definit în subdomeniul V. După determinarea constantelor se obține raportul între câmpul magnetic H_0 din volumul ecranat la distanță mare de ecranul bistrat și câmpul magnetic H_i din volumul ecranat. Deci eficiența ecranării este:

$$S = \frac{H_0}{H_i} = \frac{A(2+\mu_r) + 2(r_2^3/r_1^3) B(1-\mu_r)}{3} \tag{A.53}$$

cu notațiile:

$$A = \frac{2\mu_r + 1}{27\mu_r^2} \left[(2\mu_r + 1)(2+\mu_r) - 2\frac{r_4^3}{r_3^3}(\mu_r - 1)^2 - 2(1-\mu_r)^2 \left(1 - \frac{r_4^3}{r_3^3}\right) \frac{r_3^3}{r_2^3} \right] \tag{A.54}$$

$$B=\frac{\mu_r-1}{27\mu_r}\left[(2\mu_r+1)(2+\mu_r)-2\frac{r_4^3}{r_3^3}(\mu_r-1)^2-(2\mu_r+1)(2+\mu_r)\left(1-\frac{r_4^3}{r_3^3}\right)\frac{r_3^3}{r_2^3}\right] \qquad (A.55)$$

Observaţii

a) Dacă $r_4 = r_3$, ceea ce înseamnă că dispare stratul dinspre interior, se obţine:

$$A=\frac{2\mu_r+1}{3\mu_r};\quad B=\frac{\mu_r-1}{3\mu_r} \qquad (A.56)$$

şi eficienţa $S=1+\frac{2}{9}\left[\frac{r_2^3}{r_3^3}\left(\frac{1}{\mu_r}+\mu_r-2\right)\right]$ (A.57)

adică exact relaţia (4.56) pentru ecranul sferic cu un strat.

b) Algoritmul prin care se ajunge la determinarea eficienţei ecranării se poate extinde la un număr mai mare de straturi.

Exemplu numeric. Pentru $r_4/r_3 = r_3/r_2 = r_2/r_1 = 0{,}97$ se obţine:

A = 7,11659 – 0,44924 · 0,912673

B = 3,54763 – 3,24397 · 0,912673

S = 27,71

În fig.A.7 s-au trasat diagrame ale eficienţei ecranării sferice bistrat pentru:

a) $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}97$

b) $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}98$

c) $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}99$

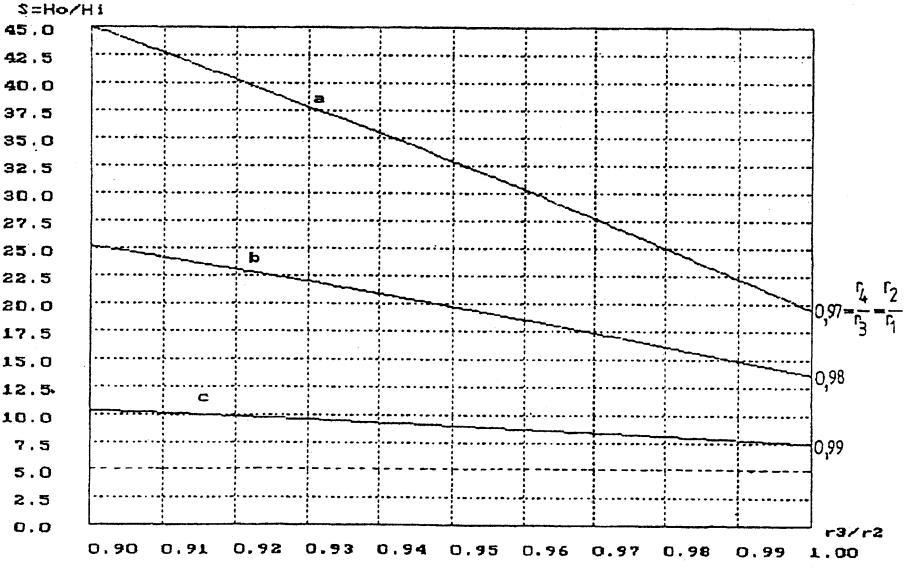


Fig.A.7. Eficienţa ecranului sferic bistrat: *a)* $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}97$; *b)* $r_2/r_3 = r_4/r_3 = 0{,}98$; *c)* $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}99$; $\mu_r = 500$

Permeabilitatea relativă a rămas $\mu_r = 500$.

În fig.A.8 s-au trasat diagrame comparative ale eficienţei ecranării pentru ecranul bistrat cilindric (*a*) şi cel sferic (*b*) în cazul $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}97$ şi $\mu_r = 500$. Se poate constata o eficienţă net superioară a ecranului sferic.

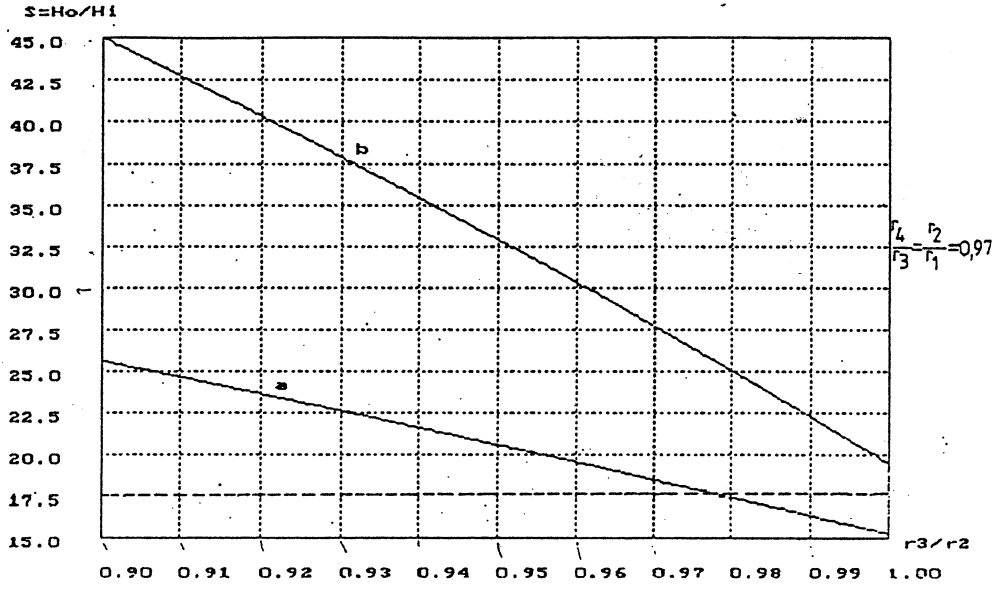


Fig.A.8. Comparaţie între eficienţa ecranării bistrat la ecranul cilindric (*a*) şi sferic (*b*): $r_2/r_1 = r_4/r_3 = 0{,}97$; $\mu_r = 500$

ANEXA 11.6

INFLUENȚA PĂMÂNTULUI (SOLULUI)

Orientarea componentelor de câmp electric şi magnetic ale undei electromagnetice, în raport cu pământul, „la depărtare" dar nu în vecinătatea imediată a pământului, este următoarea:

* Componenta de câmp electric este normală la suprafaţa pământului, deci orientată după direcţia *y*;

* Componenta de câmp magnetic este normală la suprafaţa pământului, deci orientată după direcţia *z*;

* Viteza de propagare este egală cu $1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ orientată după coordonata *x*, ca în fig.A.9.

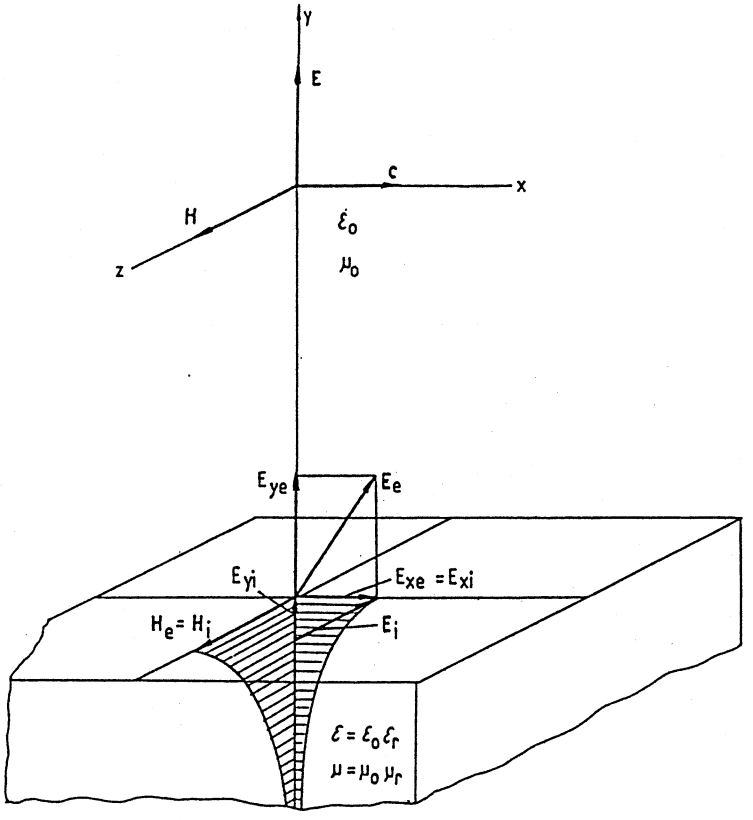


Fig.A.9. Referitor la influenţa pământului

Solul, caracterizat prin conductivitatea electrică σ şi permeabilitatea magnetică $\mu = \mu_0\mu_r$, va exercita o reacţie asupra undei electromagnetice după cum urmează:

a) La suprafaţa de separare aer-sol se conservă componenta de câmp magnetic, aceasta fiind orientată tangenţial faţă de suprafaţa solului, adică $\underline{\mathbf{H}}_e = \underline{\mathbf{H}}_i$.

b) La suprafaţa solului, în aer, câmpul electric $\underline{\mathbf{E}}_e$ are o componentă $\underline{E}_{ye}$ şi o componentă $\underline{E}_{xe}$, iar în solul conductor vor exista componentele $\underline{E}_{yi}$ şi $\underline{E}_{xi}$ ale câmpului electric. Componentele tangenţiale ale câmpului electric în cele două medii sunt egale, adică $\underline{E}_{xe} = \underline{E}_{xi}$. Componentele de câmp electric, în aer şi în sol, sunt plasate în planul definit de axele x şi y.

* **Curenţii datoraţi componentelor normale de câmp electric**. La suprafaţa de separaţie aer-sol (conductor) există continuitate între curentul de deplasare $j\varepsilon_0\omega\underline{E}_{ye}$ şi curentul de conducţie $\sigma\underline{E}_{yi}$, adică:

$$j\varepsilon_0\underline{E}_{ye} = \sigma\underline{E}_{yi} \tag{A.58}$$

Raportul modulelor de câmp electric rezultă:

$$\left|\frac{\underline{E}_{yi}}{\underline{E}_{ye}}\right| = \frac{\varepsilon_0\omega}{\sigma} = \rho\varepsilon_0\omega \tag{A.59}$$

Exemplu numeric. La § 1.3.1 s-a arătat că rezistivitatea ρ a solului variază între 20 Ω m şi 660 Ωm. Pentru ρ = 100 Ωm raportul modulelor componentelor normale de câmp electric la frecvenţa de 1 MHz (λ = 300 m) este:

$$\rho\varepsilon_0\omega = 100 \cdot 8{,}854 \cdot 10^{-12} \cdot 2\pi \cdot 10^6 = 0{,}005563 \tag{A.60}$$

Adâncimea de pătrundere în sol cu $\mu = \mu_0 = 12{,}566 \cdot 10^{-7}$ H / m rezultă:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 100}{2\pi \cdot 10^6 \cdot 12{,}566 \cdot 10^{-7}}} = 5{,}032 \text{ m} \tag{A.61}$$

În acord cu relaţia (4.238), componenta de câmp magnetic descreşte exponenţial. La adâncimea de 20 m această componentă are valoarea:

$$H = H_e e^{-x/\delta} = H_e e^{-20/5{,}032} = 0{,}0185 H_e \tag{A.62}$$

unde H_e este câmpul magnetic tangenţial la suprafaţa de separaţie a celor două medii. Din punct de vedere energetic, la aprecierea puterii specifice dezvoltate în sol se foloseşte expresia vectorului Poyting. Dacă se neglijează componenta câmpului electric în sol, după axa y (relaţia A.60), rezultă că puterea specifică dezvoltată local şi instantaneu în sol este dată de expresia:

$$\mathbf{S}_{yi} = \mathbf{E}_x \times \mathbf{H}_i \quad [\text{W} / \text{m}^2] \tag{A.63}$$

Modulul vectorului $\mathbf{E}_x$ suferă, la pătrunderea în sol, o amortizare similară componentei de câmp magnetic, adică:

$$E_x = E_{xi} e^{-x/\delta} \tag{A.64}$$

Ca vector $\mathbf{S}_{yi}$, orientat spre adâncimea solului după axa $-y$, arată că amplitudinea undei electromagnetice la nivelul solului diminuează continuu pe măsură ce unda se propagă după direcţia x.

* **Componenta de câmp electric în aer la nivelul solului**. Câmpul magnetic tangenţial H_i la nivelul solului se determină cu relaţia (vezi § 4.3.2):

$$\underline{H}_i = \underline{E}_{xi} / \underline{Z}_w = \underline{E}_{xi}\sqrt{\frac{1}{j\omega\rho\mu}} \tag{A.65}$$

Componenta normală de câmp electric în aer la nivelul solului este dată de expresia:

$$\underline{E}_{ye} = Z_0 H_i = Z_0 \underline{E}_{xi} \sqrt{\frac{1}{j\omega\rho\mu}} \tag{A.66}$$

Din relaţiile (A.65) şi (A.66) se poate determina raportul între modulele componentelor de câmp electric în aer, ţinând seama că $\underline{E}_{xe} = \underline{E}_{xi}$:

$$\left| \frac{\underline{E}_{ye}}{\underline{E}_{xe}} \right| = \frac{Z_0}{\sqrt{\omega\rho\mu}} \tag{A.67}$$

În fig.A.10 s-a trasat diagrama acestui raport în funcţie de frecvenţă, pentru solul caracterizat de $\rho = 100\ \Omega$m şi $\mu = \mu_0 = 12{,}566 \cdot 10^{-7}$ H/m.

Notă. Prezenţa solului determină în aer un vector Poyting (obţinut din cele două componente E_{ye}, E_{xe} de câmp electric şi componenta de câmp magnetic H_e) dirijat înclinat către sol. După cum rezultă din fig.A.10, la frecvenţe relativ mici (de exemplu $f = 10^4$ Hz) componenta de câmp electric a undei electromagnetice este practic normală la suprafaţa solului, pentru că numeric $E_{ye}/E_{xe} = 134{,}170$. La frecvenţe mari (de exemplu $f = 10^9$ Hz) raportul $E_{ye}/E_{xe} = 0{,}4242$, ceea ce denotă că respectiva componentă de câmp electric a undei electromagnetice, la nivelul solului, nu mai este normală la suprafaţa acestuia. Din relaţia (A.66) se mai observă un defazaj de $\pi/4$ între componenta normală de câmp electric $\underline{E}_{ye}$ şi componenta tangenţială $\underline{E}_{xi} = \underline{E}_{xe}$.

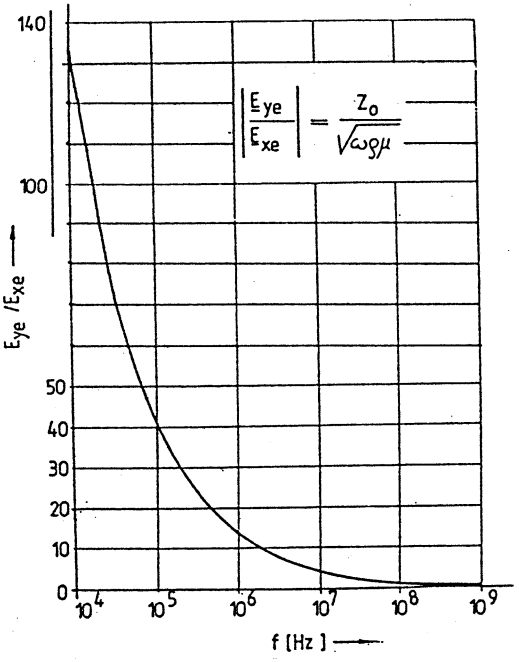


Fig.A.10. Raportul $|E_{ye} / E_{xe}|$ în funcţie de frecvenţa undei electromagnetice

ANEXA 11.7

RADIAȚIA DIPOLULUI HERTZ

Se reiau ecuațile lui Maxwell:

$$\text{rot}\,\mathbf{H}=\mathbf{J}+\varepsilon\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{A.68}$$

$$\text{rot}\,\mathbf{E}=-\mu\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{A.69}$$

$$\text{div}\,\mathbf{B}=0;\ \text{div}\,\mathbf{H}=0 \tag{A.70}$$

$$\text{div}\,\mathbf{D}=0;\ \text{div}\,\mathbf{E}=0 \tag{A.71}$$

Din definiția potențialului magnetic vector:

$$\mathbf{H}=\frac{1}{\mu}\text{rot}\,\mathbf{A} \tag{A.72}$$

relația (A.69) devine:

$$\text{rot}\,\mathbf{E}=-\mu\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\mu}\text{rot}\,\mathbf{A}\right)=-\text{rot}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \tag{A.73}$$

sau

$$\text{rot}\left(\mathbf{E}+\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right)=0 \tag{A.74}$$

Acest rotor fiind nul, rezultă că $\mathbf{E}+\partial\mathbf{A}/\partial t$ derivă dintr-un potențial:

$$\mathbf{E}+\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}=-\text{grad}\varphi$$

sau

$$\mathbf{E}=-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}-\text{grad}\varphi \tag{A.75}$$

Din relațiile (A.72) și (A.68) se obține:

$$\text{rot rot}\,\mathbf{A}=\text{rot}\,\mathbf{B}=\text{rot}\,\mu\mathbf{H}=\mu\mathbf{J}+\varepsilon\mu\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{A.76}$$

În această relație se introduce vectorul $\mathbf{E}$ din relația (A.75)

$$\text{grad div}\,\mathbf{A}-\Delta\mathbf{A}=\mu\mathbf{J}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2}-\varepsilon\mu\,\text{grad}\frac{\partial\varphi}{\partial t} \tag{A.77}$$

sau:

$$\Delta\mathbf{A}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2}=-\mu\mathbf{J}+\text{grad}\left(\text{div}\,\mathbf{A}+\varepsilon\mu\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) \tag{A.78}$$

Dacă este îndeplinită condiţia Lorentz:

$$\operatorname{div}\mathbf{A}+\varepsilon\mu\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0 \tag{A.79}$$

relaţia (A.78) se transformă în:

$$\Delta\mathbf{A}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2}=-\mu\mathbf{J} \tag{A.80}$$

Divergenţa relaţiei (A.75) este:

$$\operatorname{div}\mathbf{E}=-\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{div}\mathbf{A}-\operatorname{div}\operatorname{grad}\varphi \tag{A.81}$$

Din relaţia de etalonare Lorentz (A.79):

$$\operatorname{div}\mathbf{A}=-\varepsilon\mu\frac{\partial\varphi}{\partial t} \tag{A.82}$$

iar în absenţa sarcinilor electrice div **E** = 0, atfel încât relaţia (A.81) se tranformă în:

$$\Delta\varphi-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=0 \tag{A.83}$$

În relaţia (A.80) densitatea de curent **J** este nulă şi deci:

$$\Delta\mathbf{A}-\varepsilon\mu\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2}=0 \tag{A.84}$$

Potenţialul magnetic vector retardat. În cele ce urmează interesează numai soluţia ecuaţiei diferenţiale (A.84). În acest scop se observă că potenţialul vector în punctul *P* (fig.5.1) are componentă numai după direcţia *z*. În adevăr, din expresia generală a potenţialului magnetic vector produs de densitatea de curent **J**:

$$\mathbf{A}=\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V\frac{\mathbf{J}\,\mathrm{d}V}{r}$$

rezultă că vectorul **A** are orientarea densităţii de curent **J**. Astfel, soluţia care verifică ecuaţia (A.84) este:

$$\mathbf{A}_z=\frac{\mu_0}{4\pi}\int_V\frac{\mathbf{J}\left(t-\dfrac{r}{v}\right)\mathrm{d}V}{r} \tag{A.85}$$

unde v este viteza de propagare a undei electromagnetice ($v=1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$) între dipolul, de lungime $l \ll r$ şi punctul *P* în care se caută efectul. Expresia (A.85) este cunoscută în literatură [31] sub nmele de *potenţial magnetic retardat*, în sensul că apariţia efectului în punctul *P* se face cu întârziere, după producerea excitaţiei în dipol.

În relaţia (A.85) densitatea de curent se exprimă în funcţie de curentul $\underline{i}=\hat{I}\,\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}$, aria *S* a secţiunii transversale a diplolului, volumul elementar $\mathrm{d}V = S\mathrm{d}z$. De asemenea viteza de propagare este:

$$v=c=\lambda\,\omega/2\pi\,.$$

Relaţia (A.85) devine:

$$\underline{A}_z = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{-l/2}^{+l/2}\frac{\hat{I}}{S}e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)}\frac{Sdz}{r}$$

$$\underline{A}_z = \frac{\mu_0 \hat{I}\, l}{4\pi r}e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{A.86}$$

În relaţia (A.86) se consideră că r este o mărime constantă având în vedere că $r >> l$.

Componenta de câmp magnetic. Pasul următor constă în trecerea la scrierea expresiei componentei de câmp magnetic în coordonate cilindrice cu notaţia $\rho = r\sin\theta$

$$\underline{H}_\varphi = \frac{1}{\mu_0}\mathrm{rot}_\varphi \mathbf{A} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \underline{A}_z}{d\varphi} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \underline{A}_z}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial \varphi} \tag{A.87}$$

În fig.5.1 se observă că:

$$r^2 = \rho^2 + z^2 \tag{A.88}$$

şi prin derivare în raport cu ρ:

$$2r\frac{\partial r}{\partial \rho} = 2\rho;\quad \frac{\partial r}{\partial \rho} = \frac{\rho}{r} = \sin\theta \tag{A.89}$$

Expresia componentei de câmp magnetic din relaţia (A.87) împreună cu relaţia (A.89) conduc la:

$$\underline{H}_\varphi = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \underline{A}_z}{\partial r}\sin\theta \tag{A.90}$$

Ţinând seama de (A.86), expresia (unică) a componentei de câmp magnetic devine:

$$\underline{H}_\varphi = \frac{\hat{I}\, l\sin\theta}{4\pi r^2}\left(1+\frac{j2\pi r}{\lambda}\right)e^{j(\omega t-2\pi r/\lambda)} \tag{A.91}$$

Componentele de câmp electric. În punctul P, considerat în spaţiul vid, prima ecuaţie a lui Maxwell scrisă pentru regimul armonic, fără densitate de curent de conducţie, este:

$$\mathrm{rot}\,\underline{\mathbf{H}} = j\omega\varepsilon_0\underline{\mathbf{E}} \tag{A.92}$$

sau

$$\underline{\mathbf{E}} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\mathrm{rot}\,\underline{\mathbf{H}} = \frac{1}{j\dfrac{2\pi c\,\varepsilon_0}{\lambda}}\mathrm{rot}\,\underline{\mathbf{H}} \tag{A.93}$$

cu $\omega = 2\pi f$ şi $f = c/\lambda = 1/(\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})$. Se obţine astfel componenta θ a câmpului electric:

$$\underline{\mathbf{E}}_\theta = \frac{\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{j\dfrac{2\pi}{\lambda}}\mathrm{rot}_\theta\,\underline{\mathbf{H}} = \frac{Z_0}{j\dfrac{2\pi}{\lambda}}\mathrm{rot}_\theta\underline{\mathbf{H}} \tag{A.94}$$

relaţie în care impedanţa de undă a spaţiului vid este $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$.

În coordonate sferice componenta θ a rotorului este:

$$\mathrm{rot}_{\theta}\underline{\mathbf{H}} = -\frac{1}{r}\frac{\partial(r\underline{H}\varphi)}{\partial r} \tag{A.95}$$

astfel că relația (A.94) ajunge sub forma:

$$\underline{E}_{\theta} = \frac{\hat{I}\, l\, Z_0 \lambda \sin\theta}{\mathrm{j}8\pi^2 r^3}\left[1 + \frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda} + \left(\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right)\right] \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{A.96}$$

În coordonate sferice componenta r a rotorului este:

$$\mathrm{rot}_{r}\underline{\mathbf{H}} = \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial(\sin\theta\,\underline{H}_{\varphi})}{\partial\theta} \tag{A.97}$$

iar componenta r a câmpului electric, din expresia generală (A.92), rezultă:

$$\underline{E}_{r} = \frac{\hat{I}\, l\, Z_0 \lambda \cos\theta}{\mathrm{j}4\pi^2 r^3}\left(1 + \frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right) \mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{A.98}$$

ANEXA 11.8

ANTENA CADRU

Demonstrația relațiilor care definesc componentele de câmp electromagnetic

În relația (5.61) se observă că $v = \lambda\omega/2\pi$ și rezultă expresia potențialul magnetic vector, ca valoare instantanee complexă:

$$\underline{A}_\varphi = \frac{\mu_0 \hat{I} a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{j(\omega t - 2\pi d/\lambda)} \cos\varphi \, d\varphi}{d} \tag{A.99}$$

În fig.5.8, din triunghiul $P\alpha\beta$ rezultă distanța d de la elementul de circuit $r d\varphi$, parcurs de curentul $\underline{i} = \hat{I} e^{j\omega t}$, la punctul P:

$$d^2 = \overline{P\alpha}^2 + \overline{\alpha\beta}^2 = r^2 \cos^2\theta + r^2 \sin^2\theta + a^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi;$$

$$d = \sqrt{a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi} \tag{A.100}$$

Relația (A.99) se scrie astfel:

$$\underline{A}_\varphi = \frac{\mu_0 \hat{I} a e^{j\omega t}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi)^{1/2}}}{(a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi)^{1/2}} (\sin\varphi)' \, d\varphi \tag{A.101}$$

Se observă că integrala din relația (A.101) se poate rezolva prin părți cu notațiile:

$$u = \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi)^{1/2}}}{(a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi)^{1/2}} \tag{A.102}$$

$$dv = (\sin\varphi)' d\varphi \tag{A.103}$$

$$\int u \, dv = uv - \int v \, du \tag{A.104}$$

După efectuarea calculelor se observă că, pentru $a << r$, expresia:

$$a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta\cos\varphi = r^2\left(\frac{a^2}{r^2} + 1 - 2\frac{a}{r}\sin\theta\cos\varphi\right) \approx r^2.$$

Cu această aproximație se obține *expresia potențialului magnetic vector* ca valoare instantanee complexă:

$$\underline{A}_\varphi = \frac{\mu_0 \hat{I} S \sin\theta}{4\pi r^2}\left(1 + \frac{j2\pi r}{\lambda}\right) e^{j(\omega t - 2\pi r/\lambda)} \tag{A.105}$$

relație în care aria buclei de curent este $S = \pi a^2$.

Într-un sistem de coordonate sferice se calculează componentele de câmp electromagnetic, după cum urmează:

* Componenta de câmp magnetic după direcţia θ:

$$\underline{H}_\theta = \frac{1}{\mu_0}\,\mathrm{rot}_\theta \underline{\mathbf{A}}_\varphi = \frac{1}{\mu_0}\,\frac{1}{r\sin\theta}\left[-\sin\theta\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\underline{A}_\varphi\right)\right]$$

$$\underline{H}_\theta = \frac{\hat{I}S\sin\theta}{4\pi r^3}\left[1+\mathrm{j}\frac{2\pi r}{\lambda}+\left(\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right)^2\right]\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \qquad \text{(A.106)}$$

* Componenta de câmp magnetic după direcţia *r*:

$$\underline{H}_r = \frac{1}{\mu_0}\,\mathrm{rot}_r \underline{\mathbf{A}}_\varphi = \frac{1}{\mu_0}\,\frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\delta\theta}\sin\theta\cdot\underline{A}_\varphi\right]$$

$$\underline{H}_r = \frac{\hat{I}\,S\cos\theta}{2\pi r^3}\left(1+\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \qquad \text{(A.107)}$$

* Componenta de câmp electric după direcţia φ:

$$\underline{E}=\underline{E}_{\varphi 1}+\underline{E}_{\varphi 2} \qquad \text{(A.108)}$$

cu notaţiile:

$$\underline{E}_{\varphi 1}=\frac{\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{H}}_r}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0};\quad \underline{E}_{\varphi 2}=\frac{\mathrm{rot}_\varphi \underline{\mathbf{H}}_\theta}{j\omega\varepsilon_0} \qquad \text{(A.109)}$$

$$\underline{E}_{\varphi 1}=\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\left(-\frac{1}{r}\,\frac{\partial \underline{H}_r}{\partial\theta}\right)=\frac{\hat{I}\,S\sin\theta}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0 2\pi r^4}\left(1+\frac{\mathrm{j}2\pi\,\mathrm{r}}{\lambda}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \qquad \text{(A.110)}$$

$$\underline{E}_{\varphi 2}=\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\left[\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r\underline{H}_\theta\right)\right]=\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\left(\frac{\underline{H}_\theta}{r}+\frac{\partial \underline{H}_\theta}{\partial r}\right)$$

$$\underline{E}_{\varphi 2}=-\frac{\mathrm{j}\hat{I}\,SZ_0\sin\theta}{2\lambda r^2}\left[\frac{\lambda^2}{2\pi^2 r^2}-\frac{\mathrm{j}\lambda}{\pi r}+1+\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right]\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \qquad \text{(A.111)}$$

În relaţia (A.111) primii doi termeni se pot neglija în raport cu următorii doi termeni. Mărimea $\underline{E}_{\varphi 1}$ din relaţia (A.110) cu r^4 la numitor se neglijează în raport cu mărimea $\underline{E}_{\varphi 2}$ din relaţia (A.111) care are r^2 la numitor. În final componenta de câmp electric are expresia:

$$\underline{E}_\varphi \approx \underline{E}_{\varphi 2} \approx -\frac{\mathrm{j}\hat{I}\,SZ_0\sin\theta}{2\lambda r^2}\left[1+\frac{\mathrm{j}2\pi r}{\lambda}\right]\mathrm{e}^{\mathrm{j}(\omega t-2\pi r/\lambda)} \qquad \text{(A.112)}$$

ANEXA 11.9

OPERAŢII ÎN SISTEMELE DE COORDONATE CARTEZIENE, CILINDRICE ŞI SFERICE

Pentru rezolvarea temelor de câmp electromagnetic se aleg sistemele de coordonate potrivite cu geometria temei.

a) *Sistemul de coordonate carteziene (x, y, z)*

$$\text{grad}_x U = \frac{\partial U}{\partial x};\quad \text{grad}_y U = \frac{\partial U}{\partial y};\quad \text{grad}_z U = \frac{\partial U}{\partial z} \tag{A.113}$$

$$\Delta U = \text{div grad } U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \tag{A.114}$$

$$\left.\begin{aligned} \text{rot}_x \mathbf{A} &= \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \text{rot}_y \mathbf{A} &= \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \text{rot}_z \mathbf{A} &= \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{aligned}\right\} \tag{A.115}$$

$$\text{div } \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \tag{A.116}$$

b) *Sistemul de coordonate cilindrice (r, φ, z)*, prezentat în fig.A.11. Relaţiile de dependenţă faţă de coordonatele carteziene sunt $x = \cos\varphi$; $y = r\sin\varphi$; $z = z$.

$$\text{grad}_r U = \frac{\partial U}{\partial r};\quad \text{grad}_\varphi = \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial \varphi};\quad \text{grad}_z U = \frac{\partial U}{\partial z} \tag{A.117}$$

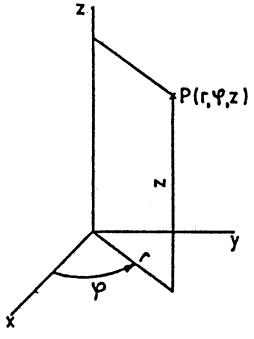


Fig.A.11. Sistem de coordonate cilindrice

$$\Delta U = \text{div grad } U = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \tag{A.118}$$

$$\left.\begin{aligned} \text{rot}_r \mathbf{A} &= \frac{1}{r}\frac{A_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} \\ \text{rot}_\varphi \mathbf{A} &= \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \\ \text{rot}_z \mathbf{A} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r A_\varphi\right) - \frac{1}{r}\frac{\partial A_r}{\partial \varphi} \end{aligned}\right\} \tag{A.119}$$

$$\text{div } \mathbf{A} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r A_r\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

c) *Sistemul de coordonate sferice (r, θ, φ)* prezentat în fig.A.12. Relaţiile de dependenţă faţă de coordonatele carteziene sunt $x = r\cos\varphi\sin\theta$; $y = r\sin\varphi\sin\theta$; $z = r\cos\theta$.

$$\text{grad}_r U = \frac{\partial U}{\partial r};\ \text{grad}_\theta U = \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial \theta};\ \text{grad}_\varphi U = \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial U}{\partial \varphi} \tag{A.120}$$

$$\Delta U = \text{div grad}\, U = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\sin\theta\frac{\partial U}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \tag{A.121}$$

$$\left.\begin{aligned} \text{rot}_r \mathbf{A} &= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta A_\varphi\right) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\varphi}\right] \\ \text{rot}_\theta \mathbf{A} &= \frac{1}{r\sin\theta}\left[\frac{\partial A_r}{\mathrm{d}\varphi} - \sin\theta\frac{\partial}{\partial r}\left(r A_\varphi\right)\right] \\ \text{rot}_\varphi \mathbf{A} &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r A_\theta - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}\right) \end{aligned}\right\} \tag{A.122}$$

$$\text{div}\,\mathbf{A} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 A_r\right) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta A_\theta\right) + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\varphi} \tag{A.123}$$

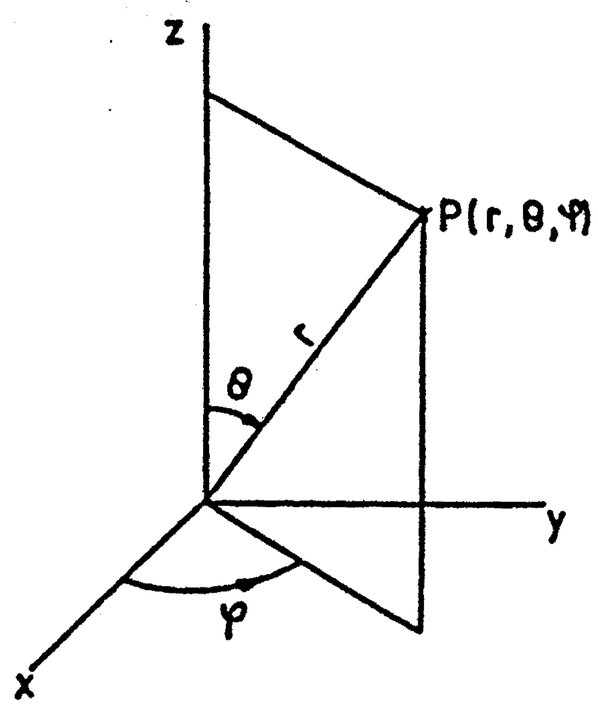


Fig.A.12. Sistem de coordonate sferice

ANEXA 11.10

PROBLEME

P.1. Sarcina unui generator de semnal sinusoidal este de 50 Ω, iar tensiunea pe această sarcină este de 7,07 V. Care sunt nivelele de tensiune, curent şi putere, exprimate în dB, ale generatorului?

Rezolvare:

$$u[\text{dB}]=20\log\frac{7{,}07\cdot10^{6}\,\mu\text{V}}{1\,\mu\text{V}}=136{,}98\ \text{dB}$$

$$i[\text{dB}]=20\log\frac{(7{,}07/50)\cdot10^{6}\,\mu\text{A}}{1\,\mu\text{A}}=103\ \text{dB}$$

$$P[\text{dB}]=10\log\frac{(7{,}07^{2}/50)\cdot10^{12}\,\text{pW}}{1\,\text{pW}}=120\ \text{dB}$$

P.2. Inducţia magnetică în exteriorul unui ecran magnetostatic este de $0{,}6\cdot10^{-4}$ T. Atenuarea oferită de ecran este de 20 dB. Care este inducţia magnetică în spaţiul ecranat?

Rezolvare:

$$a[\text{dB}]=20\log\frac{0{,}6\cdot10^{-4}}{x}=20;\quad x=0{,}6\cdot10^{-5}\ \text{T}$$

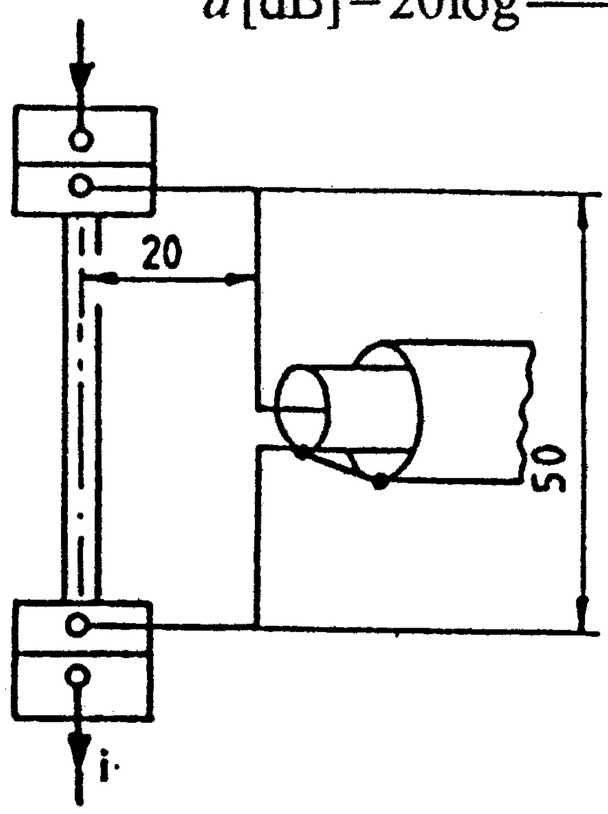


Fig.P.3. Interferenţa la măsurare cu şuntul cu bare

P.3 Să se evalueze tensiunea de interferenţă la măsurarea curentului care trece printr-un şunt format dintr-o singură bară de manganină cu diametrul d = 4 mm şi lungimea l_1 = 44 mm. Înainte de intrarea în cablul coaxial, conexiunile determină o buclă de 50 × 20 mm^2 ca în fig.P.3. Intensitatea curentului este:

a) $\hat{I}$ = 100 A la frecvenţa de 50 Hz

b) $\hat{I}$ = 100 A la frecvenţa de 0,5 MHz

Rezolvare:

Rezistenţa electrică a şuntului este:

$$R=\rho\frac{4l_1}{\pi d^2}=0{,}435\cdot10^{-6}\,\frac{4\cdot44\cdot10^{-3}}{(4\cdot10^{-3})^2}=1{,}523\cdot10^{-3}\,\Omega$$

Amplitudinea semnalului de interferenţă este:

$$\hat{E}=\frac{\mu_0 2\pi f l_2\hat{I}}{2\pi}\ln\frac{r_2}{r_1}=4\pi\cdot10^{-7}\cdot50\cdot10^{-3}\cdot100\ln\frac{20}{2}\cdot f=1{,}44675\cdot10^{-5}\cdot f$$

Amplitudinea semnalului util este:

$$\hat{U}_u=R\,\hat{I}=1{,}523\cdot10^{-3}\cdot100=0{,}1523\ \text{V}$$

Tensiunile de interferenţă sunt:

a) La 50 Hz; $u_i=1{,}44675\cdot10^{-5}\cdot50=7{,}2237\cdot10^{-4}$ V

b) La 0,5 MHz; $u_i=1{,}44675\cdot10^{-5}\cdot5\cdot10^{5}=7{,}2337$ V

P.4. Un şunt pseudoaxial (cu excentricitate), din manganină, cu dimensiunile conform fig.2.11:

* diametru exterior $2a = 100$ mm;
* diametru interior $2b = 90$ mm;
* excentricitatea $e = 2$ mm;
* lungimea $l = 500$ mm.

este parcurs de un curent de intensitate $\hat{I} = 50$ kA în ipotezele:

a) la $f = 50$ Hz

b) la $f = 5000$ Hz.

Se cere să se determine inducţia magnetică în golul cilindric, tensiunile de interferenţă pentru cele două ipoteze, ca şi eroarea de măsurare corespunzătoare.

Rezolvare:

Aria secţiunii transversale este:

$$A = A_1 - A_2 = \frac{\pi(2a)^2}{4} - \frac{\pi(2b)^2}{4} = 1{,}4922 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

Densitatea de curent este:

$$\hat{J} = \frac{\hat{I}}{A} = 3{,}3507 \cdot 10^{7} \quad \text{A / m}^2$$

În acord cu relaţia (2.17) inducţia magnetică în golul cilindric rezultă:

$$\hat{B} = \frac{\mu_0}{2} \hat{J} e = 4{,}2106 \cdot 10^{-2} \text{ T}$$

Căderea de tensiune la un şunt coaxial normal este:

$$\Delta\hat{U} = \rho \hat{J} l = 0{,}435 \cdot 10^{-6} \cdot 3{,}3507 \cdot 10^{7} \cdot 0{,}5 = 7{,}2877 \text{ V}$$

Tensiunea de interferenţă este:

a) la 50 Hz; $u_a = \omega \hat{B} b l = 2\pi 50 \cdot 4{,}2106 \cdot 10^{-2} \cdot 0{,}045 \cdot 0{,}5 = 0{,}2976$ V

b) la 5000 Hz; $u_b = 29{,}76$ V.

Eroarea procentuală rezultă:

a) la 50 Hz; ε_a [%] = 4,08%

b) la 500 kHz; ε_b [%] = 408%

P.5. Să se traseze diagrama spectrului de frecvenţă pentru unda de tensiune normalizată 1,2/50 μs, care are expresia $u(t) = U(e^{-t/T_1} - e^{-t/T_2})$ cu $T_1 = 69 \cdot 10^{-6}$ s şi $T_2 = 0{,}395 \cdot 10^{-6}$ s.

Rezolvare:

După modelul din relaţia (1.27) cu:

* ampliudinea normată $U = 1$,
* $\lambda_1 = 1/T_1 = 1/69 \cdot 10^{-6} = 14{,}493 \cdot 10^{3}$,
* $\lambda_2 = 1/T_2 = 1/0{,}395 \cdot 10^{-6} = 2{,}532 \cdot 10^{6}$

expresia caracteristicii de frecvenţă este:

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2.1 \cdot 10^{8} + \omega^2}} + \frac{1}{\sqrt{6.409 \cdot 10^{12} + \omega^2}}$$

În fig.P.5 este prezentată diagrama cerută. Expresia $A(\omega)$ reprezintă un modul.

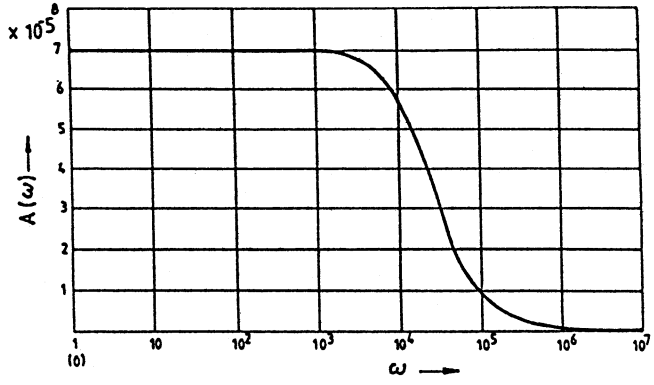


Fig.P.5. Spectrul de frecvenţă al undei normale de impuls 1,2/50 μs

P.6. Să se dimensioneze un cablu coaxial cu impedanţa caracteristică Z_c = 50 Ω.

Rezolvare:

Cu $R_0 \to 0$, $G_0 \to 0$ în relaţia (2.53) rezultă expresia impedanţei caracteristice $Z_c = \sqrt{L_0 / C_0}$. Cu notaţiile din fig.2.53:

$$L_0 = \frac{\Phi}{i} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} B\,\mathrm{d}A}{i} = \frac{1}{i}\int_{r_1}^{r_2} \frac{\mu_0 i\, l\, \mathrm{d}r}{2\pi r} = \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\frac{r_2}{r_1} \quad [\mathrm{H/m}]$$

Din relaţia generală a capacităţii $C = \varepsilon_0 \varepsilon_r A / \Delta r$ rezultă:

$$\mathrm{d}\left(\frac{1}{C_0}\right) = \frac{\mathrm{d}r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r 2\pi r l}; \quad \frac{1}{C_0} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r l}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

$$C_0 = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}{\ln(r_2/r_1)}\left[\frac{\mathrm{F}}{\mathrm{m}}\right]$$

$$Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\varepsilon_r}}\ln\frac{r_2}{r_1}; \text{ cu } Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\,\Omega \text{ şi } \varepsilon_r = 4 \text{ (polietilentereftalat rezistent la 130° C).}$$

$$\ln\frac{r_2}{r_1} = \frac{50 \cdot 2\pi \cdot \sqrt{4}}{377} = 1{,}66; \quad \frac{r_2}{r_1} = 5{,}29$$

P.7. Pentru schema electrică folosită la măurarea curentului intens din fig.P.7, *a*, se cere să se identifice erorile. Să se întocmească o schemă corectă.

Rezolvare:

Erorile în schemă sunt:

* Una din extremităţile şuntului nu este legată la pământ.
* Carcasa osciloscopului este legatâ la pământ.
* Cablul coaxial este simplu ecranat şi nu este adaptat spre ociloscop.
* Nu se foloseşte cabina de măsurare.
Schema de măsurare corectă este prezentată în fig.P.7, *b*.

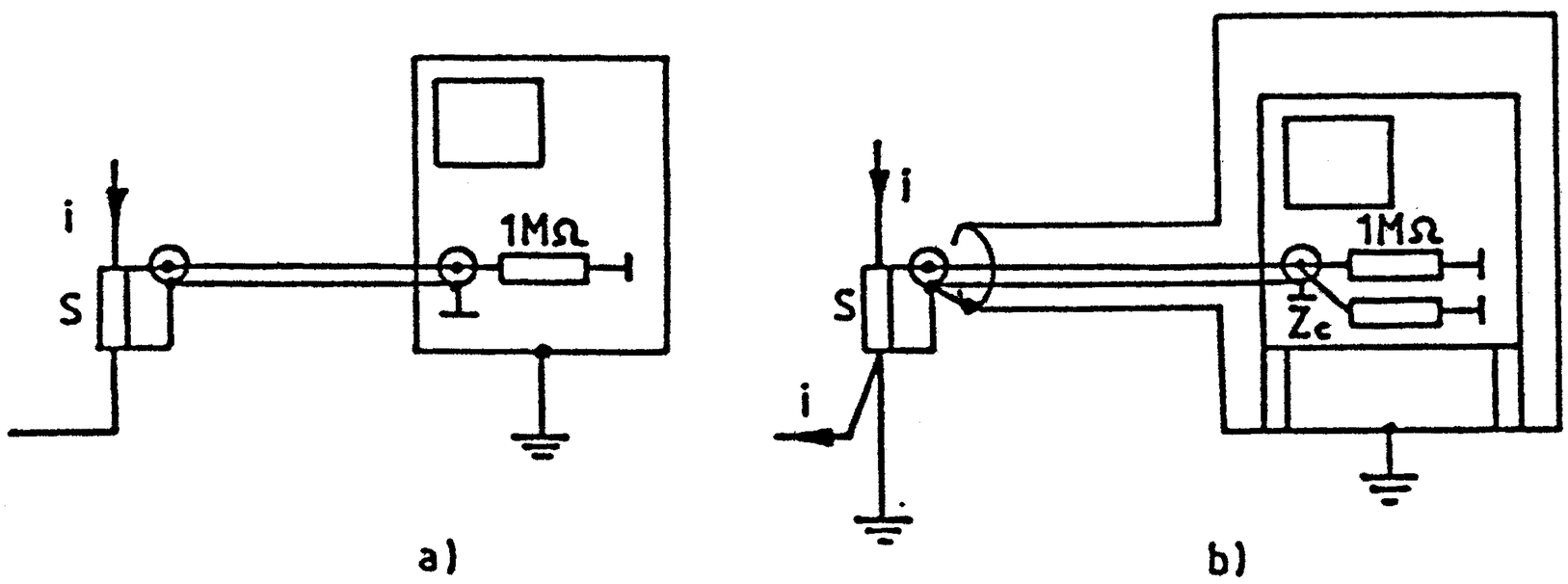


Fig.P.7. Măsurare cu şunt coaxial:
a – montaj incorect; *b* – montaj corect

P.8. Pentru schema electrică a divizorului de tensiune rezistiv din fig.P.8, *a* se cere să se depisteze erorile şi să se întocmească o schemă de măsurare corectă. Care este raportul k de reducere al divizorului?

Rezolvare:

Erorile în schemă sunt:

* Impedanţa Z_c la intrarea în cablul coaxial trebuie eliminată.

* Cablul coaxial nu este adaptat la intrarea în osciliscop.

* Carcasa osciloscopului este conectată la pământ.

* Nu se foloseşte cablul coaxial dublu ecranat şi cabina de măsurare.

În fig.P.8, *b* este dată schema electrică corectată. Raportul de reducere al divizorului este

$$k = \frac{u_1}{u_2} = \frac{R_1 + Z_c / 2}{Z_2 / 2}.$$

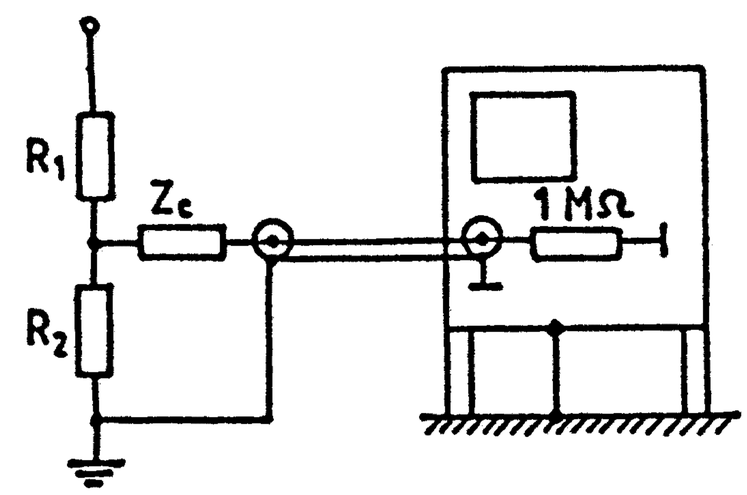


Fig.P.8. Măsurare cu divizor de tensiune:
a – montaj incorect; *b* – montaj corect

P.9. Pentru un filtru trece-jos de tip Butterworth de ordinul doi se cere să se stabilească schema electrică, să se traseze diagrame pentru atenuare şi răspunsul la excitaţie treaptă.

Rezolvare:

Schema electrică este prezentată în fig.P.9, *a*. Se cunosc valorile $R_1 = R_2 = 50\ \Omega$
Funcţia de transfer are expresia:

$$H(p) = \frac{0{,}5}{1 + 0{,}5(L/R + RC)\,p + 0{,}5LCp^2};$$

$$\underline{H}(j\omega)=\frac{1}{1+c_1\omega_t P+c_2\omega_t^2 P^2}$$

cu notaţiile:

$c_1=0{,}5(L/R+RC)$; $c_2=0{,}5LC$; $P=j\omega/\omega_t$ (vezi § 3.5).

Filtrul Butterworth de ordinul doi are ca funcţie de transfer normată expresia:

$$\underline{H}_1(j\omega)=\frac{A_0}{1+\sqrt{2}\,P+P^2}$$

Prin identificarea coeficienţilor de la numitorul funcţiilor $\underline{H}(j\omega)$ şi $\underline{H}_1(j\omega)$, şi acceptarea frecvenţei de tăiere f_t = 5000 Hz, se obţine:

$$0{,}5(L/R+RC)2\pi 5000=1{,}414$$
$$0{,}5LC(2\pi 5000)^2=1$$

şi rezultă $L=2{,}251\cdot 10^{-3}$ H; $C=0{,}9002\,\mu$F.

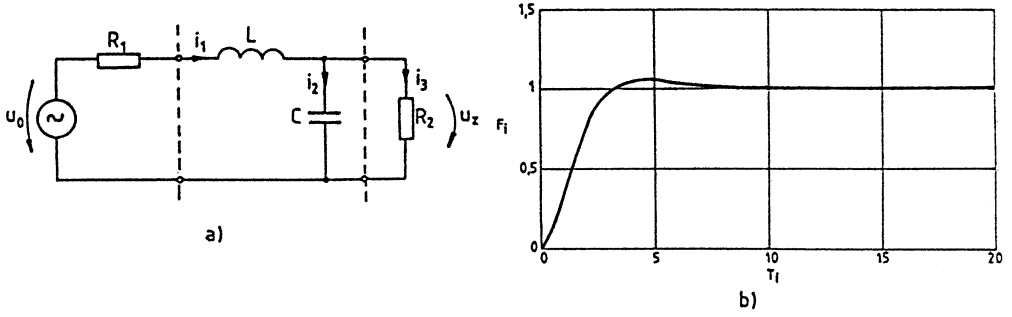


Fig.P.9. Filtru trece-jos de ordinul doi:
a – schema electrică; *b* – răspunsul la excitaţie treaptă

Atenuarea este reprezentată prin curba *n* = 2, din fig.3.17.

Pentru a se afla răspunsul la excitaţie treaptă se ţine seama de relaţia (3.21) şi raţionamentul de la § 3.6.2, c. Se caută astfel funcţia original a transformatei:

$$f(p)=\frac{1}{p(p^2+\sqrt{2}\,p+1)}$$

urmând ca în funcţia original în loc de variabila t să se introducă $\omega_t\,t=T$. În acest scop se foloseşte formula (3.51) şi rezultă:

$$\frac{1}{Q_0}=1 \qquad Q'(p)=2p+1{,}41$$

$$Q=1+p+p^2 \qquad a_1Q'(a_1)=-1-j$$

$$a_1=-0{,}707+j0{,}707 \qquad a_2Q'(a_2)=-1+j$$

$$a_2=-0{,}707-j0{,}707$$

$$F(T)=1-e^{-0{,}707\,T}(\cos 0{,}707\,T+\sin 0{,}707\,T)$$

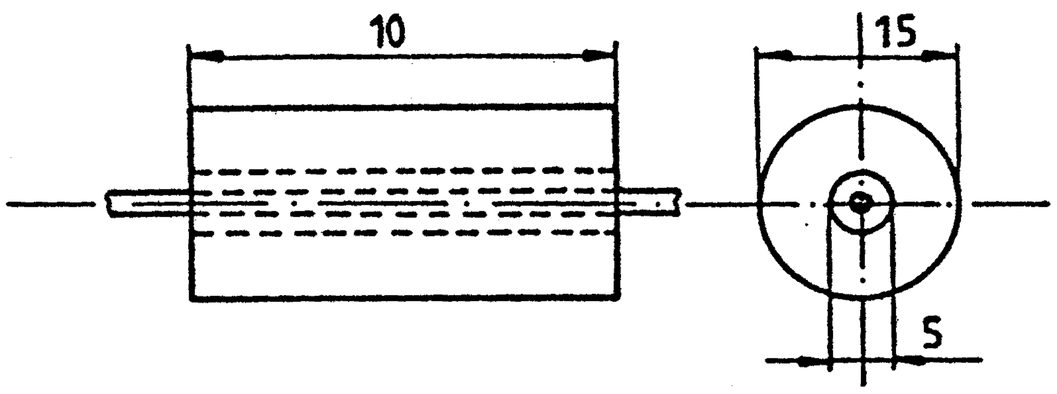
Reprezentarea grafică a răspunsului la excitaţie treaptă este dată în fig.P.9, *b*. Maximul răspunsului atinge valoarea 1,043.

P.10. Pentru ferita „suppression bead" din fig.P.10, *a*, realizată cu material Philips 351, cu caracteristicile magnetice din diagrama P.9, *b*, se cere să se calculeze modulul impedanţei feritei la frecvenţele 0,1 MHz; 1 MHz; 2 MHz.

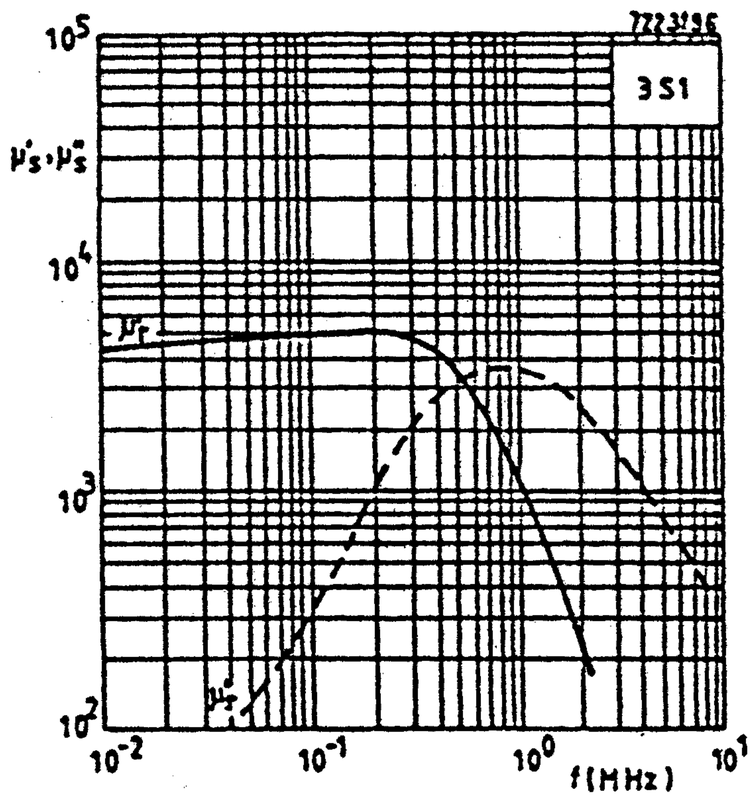
Rezolvare:

Inductivitatea fără miez magnetic se calculează cu relaţia (8.36)

$$L_0 = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 10^{-2}}{2\pi} \ln \frac{5}{1.5} = 2{,}408 \cdot 10^{-9} \text{ H}$$



a)



b)

Fig.P.10. Ferită pentru montaj longitudinal:
a – dimensiuni; *b* – diagrame pentru μ'_r şi μ''_r

Pentru a calcula impedanţa Z cu relaţia (8.35), din diagrama fig.P.10, *b* se extrag valorile pentru μ'_r şi μ''_r, după cum urmează:

f [Mz]	0,1	1	2
μ'_r	4900	1050	230
μ''_r	300	3500	2400

$$Z_{0,1} = 2\pi \cdot 10^5 \cdot 2{,}408 \cdot 10^{-9} \sqrt{4900^2 + 300^2} = 7{,}427\,\Omega.$$

$$Z_1 = 2\pi \cdot 10^6 \cdot 2{,}408 \cdot 10^{-9} \sqrt{1050^2 + 3500^2} = 55{,}286\,\Omega.$$

$$Z_2 = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^6 \cdot 2{,}408 \cdot 10^{-9} \sqrt{230^2 + 2400^2} = 72{,}95\,\Omega.$$

Notă. Impedanţa nu este proporţională cu frecvenţa. Peste frecvenţa de 2 MHz, proprietăţile magnetice benefice dispar.

P.11. Se cere să se determine inductivitatea pentru o singură spiră A_L şi schema echivalentă a unei ferite toroidale de tip Siemens din materialul N30, cu dimensiunile din fig.P.11, *a*. Să se determine inductivitatea pentru $n = 22$ spire.

Rezolvare:

Din catalogul firmei, la frecvenţa f = 0,1 Mz, se cunosc valorile $\mu_r' = 4100$ şi $\mu_r'' = 100$. Din relaţia (8.36) se obţine:

$$A_L = (L_0)_{n=1} \cdot \mu_r' = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 15 \cdot 10^{-3}}{2\pi} \ln \frac{51}{32,9} 4100 = 5392 \cdot 10^{-9} \text{ H}$$

Datele de catalog indică $A_L = 5500 \cdot 10^{-9}$ H ± 25%. Se observă ca la frecvenţe relative mici (0,1 MHz) se poate lua $\mu_r' = \mu_i$.

$$L = n^2 A_L = 22^2 \cdot 5392 \cdot 10^{-9} = 2,610 \cdot 10^{-3} \text{ H}$$

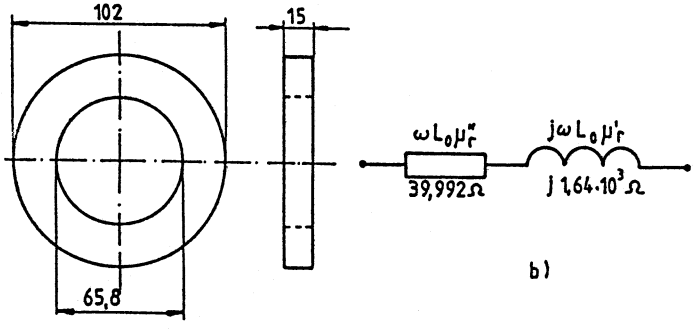


Fig.P.11. Ferita toroidală:
a – dimensiuni; *b* – impedanţa echivalentă

Schema echivalentă este reprezentată în fig.P.11, *b* cu

$$R = \omega L_0 \mu_r'' = 2\pi \cdot 10^5 \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 22^2 \cdot 15 \cdot 10^{-3}}{2\pi} \ln \frac{51}{32,9} 100 = 39,992\ \Omega$$

$$X = \omega L_0 \mu_r' = 2\pi \cdot 10^5 \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 22^2 \cdot 15^{-3}}{2\pi} \ln \frac{51}{32,9} 4100 = 1,64 \cdot 10^3\ \Omega$$

sau $X = \omega L = 2\pi \cdot 10^5 \cdot 2,61 \cdot 10^{-3} = 1,64 \cdot 10^3\ \Omega$

P.12. Să se stabilească dimensiunile principale ale unui şunt coaxial cu timpul de răspuns $T_r = 0,481 \cdot 10^{-6}$ s pentru a funcţiona în regim adiabatic pe o durată de 1 s cu supratemperatura de 100 grd. Prin şunt trece un curent de 30 kA, iar tensiunea de măsurare cerută este ΔU = 5 V.

Rezolvare:

Din relaţia (7.4), cu $\rho = 0,435 \cdot 10^{-6}$, din lucrarea [13] rezultă grosimea tolei:

$$\delta = \sqrt{\frac{6 \rho T_r}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{6 \cdot 0,435 \cdot 10^{-6} \cdot 0,481 \cdot 10^{-6}}{4\pi \cdot 10^{-7}}} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Din lucrarea [13], pentru regim adiabatic, cu $c_1 = 3,4 \cdot 10^6$ Ws/m^3 grd, raza medie a cilindrului de manganină este:

$$r_m = \frac{I}{2\pi d} \sqrt{\frac{\rho t}{c_1 \theta}} = \frac{3 \cdot 10^4}{2\pi \cdot 1 \cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{0,435 \cdot 10^{-6} \cdot 1}{3,4 \cdot 10^6 \cdot 100}} = 0,1707 \text{ m}$$

Lungimea activă a şuntului rezultă:

$$l = \frac{\Delta U}{\rho J} = \frac{\Delta U\, 2\pi r_m \delta}{\rho I} = \frac{5 \cdot 2\pi \cdot 0{,}1707 \cdot 1 \cdot 10^{-3}}{0{,}435 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{4}} = 0{,}4109 \text{ m}$$

P.13. Un ecran magnetostatic sferic oferă o atenuare de 20 dB şi poate fi construit din Ol cu $\mu_r = 500$ sau din Permenorm, cu $\mu_r = 50 \cdot 10^3$. Să se determine masa de material folosit în ambele variante.

Rezolvare:

Corespunzător atenuării de 20 dB, eficienţa ecranării este $S = 10$. Din relaţia (4.45) rezultă:

$$k = \sqrt[3]{\frac{1/\mu_r + \mu_r - 2 - 4{,}5(S-1)}{1/\mu_r + \mu_r - 2}} = \frac{r_i}{r_e}$$

$$k_{Ol} = \sqrt[3]{\frac{1/500 + 500 - 2 - 4{,}5(10-1)}{1/500 + 500 - 2}} = 0{,}9721$$

Pentru $r_r = 1{,}5$ m; $r_e = 1{,}543$ m; $\delta = 43$ mm

Masa de oţel utilizat:

$$M_{Ol} = \frac{4\pi}{3}\left(r_e^3 - r_i^3\right)\rho = \frac{4}{3}\left(1{,}543^3 - 1{,}5^3\right) \cdot 7850 = 9820 \text{ kg}$$

Similar pentru material Permenorm:

$k_{per} = 0{,}99973$; $r_e = 1{,}5004$ m; $\delta = 0{,}4$ mm

$$M_{per} = \frac{4\pi}{3}\left(1{,}5004^3 - 1{,}5^3\right)8250 = 94{,}342 \text{ kg}$$

P.14. Să se verifice principiul conservării energiei la impactul normal al undei plane cu semispaţiul caracterizat prin ε, μ, σ.

Rezolvare:

Puterea $\underline{E}^2/Z_0$ a undei incidente este egală cu suma între puterea reflectată $(\underline{R}\,\underline{E})^2/Z_0$ şi puterea transmisă $(\underline{F}\,\underline{E})^2/Z_w$, adică:

$$\frac{1}{\underline{Z}_0} = \frac{\underline{R}_2}{\underline{Z}_0} + \frac{\underline{F}^2}{\underline{Z}_w}$$

unde conform § 4.3.2:

$$\underline{R} = \frac{\underline{Z}_w - \underline{Z}_0}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_0} \quad \text{şi} \quad \underline{F} = \frac{2\underline{Z}_w}{\underline{Z}_w + \underline{Z}_0}$$

P.15. O placă groasă (semispaţiu) de oţel carbon suferă impactul normal al undei plane de frecvenţă $f = 500$ kHz şi cu componenta de câmp electric $E = 1000$ V/m. Se cere:

a) Să se determine componentele câmpului electromagnetic, în interiorul plăcii, la distanţa de 0,1 mm;

b) Să se traseze diagramele normate de propagare a undei plane în placă la $\omega t = 0,\ \pi/6 \ldots 6\pi/6$.

Rezolvare:

De la § 4.3.3: $\rho = 0{,}15 \cdot 10^{-6}\ \Omega m$; $\delta = 1{,}2233 \cdot 10^{-5}$ m; $k = 1/\delta + j/\delta$.

Pentru unda incidentă: $\hat{E} = 100$ V/m; $\hat{H}_0 = 100/377 = 0{,}2652$ A/m. În metal: $\hat{E} \approx 0$; $H_x = 2\hat{H}_0 e^{j\omega t} e^{-jx/\delta} e^{-x/\delta}$.

Defazajul este:

$$\frac{x}{\delta} = \frac{0{,}1 \cdot 10^{-3}}{1{,}233 \cdot 10^{-5}} = 8{,}1103 \text{ rad} = 2\pi + 1{,}82 \text{ rad}$$

Componenta de câmp magnetic este:

$$H_x = 2 \cdot 0{,}2652\, e^{-8{,}1103} = 0{,}1593 \cdot 10^{-3} \text{ A / m}$$

Diagramele pătrunderii câmpului electromagnetic sunt date în fig.4.31.

P.16. Un ecran magnetic cilindric realizat din VACOFLUX 50 cu $\mu_r \approx 6 \cdot 10^3$ este aşezat transversal într-un câmp de inducţie magnetică $B_0 = 0{,}05$ T. Raportul $k = r_i/r_e = 0{,}98$. Se cere să se determine:

a) Inducţia magnetică în volumul ecranat;

b) Inducţia maximă în peretele ecranului.

Rezolvare:

Eficienţa ecranării calculată cu relaţia (4.24) este:

$$S = \frac{(1+6000)^2 - (6000-1)^2 \cdot 0{,}98^2}{4 \cdot 6000} = 60{,}38$$

şi rezultă:

$$B_i = B_0 / S = 1{,}656 \cdot 10^{-3} \text{ T}$$

Folosind relaţia (4.63) se obţine $R = 49{,}008$.

Inducţia magnetică maximă în peretele ecranului se calculează cu relaţia (4.62) şi se obţine:

$$B_{max} = \frac{2\mu_r [1 + (\mu_r - R)/(\mu_r + R)] B_0}{\mu_r + 1 - k^2(\mu_r - 1)} = 9{,}937 \cdot 0{,}05 = 0{,}4968 \text{ T}$$

P.17. Să se determine valoarea numerică a rezistenţei de radiaţie a unei antene monopol şi apoi să se calculeze puterea medie radiată de această antenă pentru un curent la baza antenei $I_{b\,ef} = 10$ A.

Rezolvare:

Cu notaţia:

$$A = \int_0^{\pi/2} \frac{\cos(\pi/2 \cos\theta)\, d\theta}{\sin\theta}$$

Puterea medie radiată are expresia:

$$P_m = \frac{Z_0 I_{b\,ef}^2}{2\pi} A$$

După mai multe schimbări de variabilă rezultă:

$$A = \frac{1}{4}\int_0^{2\pi} \frac{(1-\cos x)\,dx}{x} = 0{,}60941$$

Integrarea se efectuează cu metoda Romberg (SHARP PC-E500) pentru limita inferioară de integrare $0 + \varepsilon$ cu $\varepsilon = 0{,}00001$.

Rezitența de radiație este:

$$R_r = \frac{Z_0 A}{2\pi} = \frac{377 \cdot 0{,}60941}{2\pi} = 36{,}565\,\Omega$$

Puterea medie este:

$$P_m = R_r I_{b\,ef}^2 = 36{,}565 \cdot 20^2 = 14626 \text{ W} = 14{,}626 \text{ kW}$$

Notă. Expresia A se poate calcula şi cu ajutorul tabelelor Jahnke Emde Lösch [16], unde:

$$\int_0^z \frac{(1-\cos z)\,dz}{z} = \ln \gamma z - \mathrm{Ci}(z)$$

De asemenea expresia k se poate calcula cu PC-MAT-CAD.

P.18. Să se determine valoarea numerică a rezistenței de radiație a unei antene dipol cu excitație la mijloc şi lungime $\lambda/2$.

Să se calculeze puterea radiată pentru un curent la mijlocul antenei $I_{b\,ef} = 20$ A.

Rezolvare:

Se procedează ca la problema P.17, folosind relația (5.58). Cu notația:

$$B = \int_0^{\pi} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos\theta\right)d\theta}{\sin\theta}$$

relația puterii se scrie:

$$P_m = \frac{Z_0 I_{b\,ef}^2}{2\pi} B$$

Se observă că $B = 2A$, unde A este dat în problema P.17.

Rezultă astfel rezistența de radiație:

$$R_r = \frac{Z_0}{2\pi} B = 73{,}130\,\Omega$$

şi puterea radiată:

$$P_r = I_{b\,ef}^2 R_r = 29252 \text{ W} = 29{,}252 \text{ kW}$$

Notă. Un avion zboară la înălțimea de 10 km, la o distanță de 60 km de o antenă monopol care radiază acordat la 1/4 din λ. Intensitatea curentului la baza antenei este $\hat{I} = 100$ A, iar frecvența emisă este 6 MHz. Să se determine componentele câmpului electromagnetic receptate de senzorii instalați la bordul avionului, ca şi puterea specifică în locul în care se află avionul.

Rezolvare:

Se foloseşte relaţia (5.49). Se obţine astfel:

$\tan\theta = 6$; $\theta = 1{,}405$ rad; $r_0 = 10^4\sqrt{6^2+1^2} = 60{,}827\cdot 10^3$ m

$\cos\theta = 0{,}1650$; $\sin\theta = 0{,}9862$

Câmpul electric este $E = 0{,}09667$ V/m

Puterea specifică $S = E^2 / Z_0 = 0{,}09667^2 / 377 = 24{,}788\cdot 10^{-6}$ W/m^2

P.20. Să se evalueze tensiunea de excitaţie a antenei din problema P.17, ţinând seama că lungimea de undă este $\lambda = 3$ m, reactanţa inductivă $X_a = 25\ \Omega$, iar rezistenţa corespunzătoare pierderilor Joule (inclusiv efectul pelicular) este $R_p = 1\ \Omega$.

Rezolvare:

Tensiunea de excitaţie este:

$\underline{U}_a = (R_r + R_p + \mathrm{j}X_a)\underline{I}$, sau ca modul

$U_a = \sqrt{(73{,}13+1)^2 + 25^2}\ 20 = 1564{,}64$ V

Notă. Reactanţa inductivă a antenei depinde de grosimea şi lungimea antenei. Date asupra antenelor construite sunt prezentate în lucrarea [75].

P.21. Să se deducă relaţia (3.60) a funcţiei de transfer a filtrului din fig.3.25.

Rezolvare:

Cu notaţiile din fig.3.25, se aplică prima teoremă a lui Kirchhoff în punctul m:

$$i_1 = i_2 + i_3 \tag{P.21.1}$$

Se observă că amplificatorul operaţional funcţionează ca repetor de tensiune, şi deci se poate scrie:

$$u_2 = R_2 C_1 \frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + u_z \tag{P.21.2}$$

Astfel în relaţia (P.21.1) curenţii i_1, i_2 şi i_3 sunt:

$$i_1 = \frac{u_0 - \left(R_2 C_1 \dfrac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + u_z\right)}{R_1} \tag{P.21.3}$$

$$i_2 = C_2 \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(R_2 C_1 + \frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + u_z - u_z\right) \tag{P.21.4}$$

$$i_3 = C_1 \frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} \tag{P.21.5}$$

Aceste valori se introduc în relaţia (P.21.1) şi se obţine:

$$C_1 C_2 R_1 R_2 \frac{\mathrm{d}^2 u_z}{\mathrm{d}t^2} + C_1\left(R_1 + R_2\right)\frac{\mathrm{d}u_z}{\mathrm{d}t} + u_z = u_0 \tag{P.21.6}$$

După aplicarea transformatei Laplace şi trecerea de la p la jω se obţine funcţia de transfer din relaţia (3.60), care este a unui filtru trece-jos de ordinul 2.

P.22. Să se verifice că un sistem absorbant cu plăci de ferită pe suport reflectorizant (metalic) posedă proprietăţi absorbante foarte bune la frecvenţa de 200 MHz. Date de material sunt: $\mu_r' = 2{,}3$; $\mu_r'' = 30$; $\varepsilon_r' = 11$; $\varepsilon_r'' = 0{,}2$ (neglijabil); grosimea plăcii $g = 8 \cdot 10^{-3}$ m.

Rezolvare:

Se fac înlocuiri în relaţia (8.39) şi se obţine:

$$\frac{\underline{Z}_{IN}}{\underline{Z}_0} = 1{,}055 - \mathrm{j}\,0{,}047 \approx 1$$

Deci este îndeplinită condiţia ca $\underline{Z}_{IN} = Z_0$.

BIBLIOGRAFIE

[1] ANGOT A. *Complemente de matematici*. Traducere din limba franceză. Editura Tehnică, Bucureşti, 1966.

[2] BET K-J., BROK J. *Abschirmkabinen in medizinischer Diagnose und Halbleiter - Technologie*. ETZ 110 (1989) H 16, p.814-819.

[3] BORN I., KEIM S., WERNER H. *EWSD auf dem Prüfstad*. Telecom Report 14 (1991) H.4, p.214-217.

[4] CISPR. PUBL.17. *Metods of measurement of the suppression characteristics of passive radio interference filters and suppression componente*, 1981.

[5] ERK M.H. VAN. *Guarding techniques Philips* T& M News Nr.1, p.1-4; Nr.2, p.1-4.

[6] FESER K. *EMV-eine aktuelle Herausforderung für Wissenschaft und Technik* ETZ 110 (1989), H.16, p.800-806.

[7] FEYMAN R. *Fizica modernă. Vol.1*. Traducere din limba engleză, Editura Tehnică, Bucureşti, 1969.

[8] FRANZ J.C., JOHN W. *Eine Metode zur Erkennung der Störbeeinflussung durch Widerstandskopplung*. ETZ 110 (1989) H.16, p.808-812.

[9] GEKELER S. *Physikaliche Grundlagen von Lichewellenleitern*. Telecom report 6 (1983) Beiheft Nachrichtenübertragung mit Licht, p.9-14.

[10] HABIGER ERNST (redaktionelle Leitung) *Elektromagnetische Vertäglichkeit*, Hüthig Buch Verlag GmbH, Heidelberg, 1991.

[11] HORTOPAN, G. *Utilizarea energiei electrice I*. Editura IPB, Bucureşti, 1963.

[12] HORTOPAN, G. *Compensarea şunturilor coaxiale*. Electrotehnica 28, (1980) nr.7, p.292-296.

[13] HORTOPAN, G. *Aparate electrice, Vol.I. Principii., Vol.II. Aplicații*. Editura Tehnică, Bucureşti, 1993, 1996.

[14] HORTOPAN, G., VLASE, O., NIȚU, S. *Ecranarea electromagnetică în tehnica curenților intenşi*. Editura Tehnică, Bucureşti, 1990.

[15] HORTOPAN, V., HORTOPAN, G. *Şunturi şi divizoare de tensiune*. Editura Tehnică, Bucureşti, 1979.

[16] JAKNKE, EMDE, LÖSCH. *Tafeln hoherer Funktionen*. Teubner Verlagsgeselschaft, Stuttgart, 1960.

[17] KADEN, H. *Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik*, Springer Verlag, Berlin, 1959.

[18] KAISER, J., KOHLING, A., PROBST, W., WITTENBURG, J. *Feldstärkeumrechung von 30 m auf kurzere Messentfernungen*. ETZ 110 (1989) H.8, p.820-825.

[19] KUNKEL, G. *Shielding Effectivness Testing of EMI Gaskets*, EMC Technology, Vol.8, Nr.5, 1989, p.27-40.

[20] KUPFMÜLLER, K. *Einführun in die theoretische Electrotechnik*, 13. Auflage Springer Verlag, Heidelberg, New-York, 1990.
[21] NORMAN, I.L., VIOLETTE, M.F. *EMC Design of Printed Circuit Boards PBCs for High Speed Digital Logic*. EMC Technology 10 (1991), Nr.3, May/June.
[22] ROTH, A. *Hochspannungstechnik* Springer Verlag, Wien, 1959.
[23] RÜDENBERG, DORSCH, JACOTTET *Elektrische Schaltvorgage*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974.
[24] SCHWAB, A. *Compatibilitatea electromagnetică*. Traducere din limba germană. Editura Tehnică, Bucureşti, 1996.
[25] SIEMENS. GESCHIRMTE KABINEN. *Raumabschirmungen*. Datenbuch 1975-1976.
[26] SIEMENS. *Funkenstör-Bauelemente*. Datenbuch, 1974-1975.
[27] SIEMENS. *SIFI Netzleitungsfilter*. Lieferprogramm 1984.
[28] SIEMENS. *Funkenstörfilter*. Datenbuch 1980/1981.
[29] SIEMENS. *Optokoppler*. Leiferprogramm 1984/1985.
[30] SILVERMAN, B., HENN, A. *New Metallized Materials for EMI/RFI Schieldin* EMC Technology 9 (1990) Nr.6, p.37-41.
[31] SIMONYI, K. *Theoretische Elektrotechnik* 5. Auflage VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1980.
[32] SJORGREN, T. *Shielding Effectivness and Wave Impedance*. EMC Technology Vol.8, Nr.5, 1989, p.43-46.
[33] SPATH, W., JAKOWETZ, W. *bt015e Optoelectronics*. Siemens.
[34] TRAUTNITZ, F.-W. *EMN-Messplätze mit Pyramidenabsorbern*. Siemens Components 29 (1991) H.6., p.223-227.
[35] UNBEHAUEN, R. *Systemtheorie*. Oldenbourg Verlag München-Wien 1990.
[36] UNBERHAUEN, R. *Synthese elektrishcer Netzwerke und Filter*. 3. Auflage R. Oldenborg Verlag München, Wien, 1988.
[37] VILBIG, F. *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Band 1. Akademische Verlagsgesellschaft Gest & Porti, Leiptzig,1960.
[38] WITHE, D. *Electromagnetic Shielding Materials and Performance*. Don White, 1980. Gainesville.
[39] JEZ, H., ZEEMANN, E. *Lichtleiter - Trennverstarker, ein Gerät zum Messen auf hohem Potential*. Siemens Energietechnik 6 (1984) H.6, p.277-279.
[40] ZINKE/BRUNSWIG. *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*. Erster Band. Spring Verlag Berlin Heidelberg Tokio, 1986.
[41] *** *EMV Prüfung von Elektronikgeräten*. ETZ 110 (1989) H.16, p.834-835.
[42] BÖTTGER, O., POPP, G. *Potentialfreie Messung schnelveränderlicher Ströme*. Wiss. Ber. AEG-Telefunken 43 (1970), nr.1, p.62-66.
[43] KUHRL, F., LIPPMANN, H.I. *Hallgeneratoren*. Eigenschaften und Anwendungen Springer-Verlag, Berlin Heildelberg New-York, 1968.
[44] KRÄMER, W. *Eine einfacher Gleichstromwandler mit echten Stromwandlere Elgenschaften*. ETZ 5 (1937), H.49, p.1309-1313.
[45] LISSER, I., RIBBERNIK, E. *Nulfluss-Strom-wandler Zur Messung von Gleich und Wechsselsstromen*. ETZ 100 (1979) H.24, p.1390-1394.
[46] HAZENMEZER. *Zero flux current transtromers for precise measurement of direct current*. 12-908.11.337, Hengelo, Holland.
[47] GAUGER, E. *EMI/RFI Standards for Europe 1992 to include a New Measurement Test Method*. EMC Technology Vol.8. No.5, July-August, 1989, p.19-24.
[48] PEIER DIRK. *Elektromagnetische Vertäglichkeit*. Hüthig Buch Verlag Heidelberg 1990.

[49] KÜCHLER, A., DAM, I., DUNZ, TH., SCHWAB, A. *Kapazitive Sensoren zur Messung transierter elektronischer Felder und Spannungen.* Archiv für Elektrotechnik 68 (1985), p.335-344.
[50] SORA, C. *Bazele electrotehnicii.* Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1982.
[51] WILSON, P.F. *Techniques for Measuring the Electromagnetic Schielding Effectivness of Materials.* Int.EMC Symp. Zürich (1987), p.547-552.
[52] WILSON, P.F., MA, M.T. *Technique for Measuring the Electromagnetic Shielding Effectivness of Materials, Part I Far Field Source Simulation.* IEEE Trans EMC (1988), p.239-250.
[53] WILSON, P.F., MA, M.T. *Technique for Measuring the Electromagnetic Shielding Effectivness of Materials. Part II. Near Filed Source Simulation.* IEEE Transactions EMC (1988), p.251-259.
[54] WILSON, P.F., MA, M.T. *Shielding Effectivness Measurement Using a Dual TEM Cell System.* IEEE Trans EMC (1985), p.137-142.
[55] DEGAUQUE, P., HAMELIN, I. *Compatibilité électromagnétique (bruits et perturbations radioélectriques).* Dunod, Paris, 1990.
[56] CHATTERTON, P.A., HOULDEN, M.A. *EMC Electromagnetic Theorie to practical Design.* Wiley & Sohns Chichester. New-York, Brisbane, Toronto, Singapore, 1991.
[57] HORTOPAN, G. *Magnetic Shielding.* Bul. Inst. Politehnic, Bucureşti 54 (1994) vol.54, nr.1-4, p.163-178.
[58] WOLFF, E.A. *Antenna Analysis.* 2-ne edition. Artech House Inc. Nerwood 1988.
[59] BLUME, S., WOLTER, J. *Theoretische und experimentelle Untersuchungen an logarithmisch periodischen Antennen.* Z. angew. Physik 23 (1967), HB, p.386-396.
[60] GUDDEN, F. *Biomagnetismus-eine Methode in der medizinischen Diagnostic.* Siemens Zeitschrift 63 (1989), nr.6, p.33-36.
[61] HORTOPAN, G. *Tehnica impulsului în Laboratorul de înaltă tensiune.* Editura Tehnică, Bucureşti, 1964.
[62] MÖHR, D. *Das neue EDS-Testverfahren und seine Anwendung im EMV-Messlabor.* Elektrie 46 (1992) H.5, p.226-229.
[63] PEIER, D., WITTER, M. *Kompakte TEM-Zelle für EMV-Test unter hohen Feldstärken* ETZ B 110 (1989) H.3, p.102-104.
[64] WILSON, P.F., MA. M.T. *A Study of Techniques for Measuring the Electromagnetic Shielding Effectivness of Materials.* NBS Technical Note 1095.
[65] ASTM: ES7-83 *Emergency Standard Test Methods for Electromagnetic Shielding Effectivness of Planar Materials.*
[66] KUNKEL, G.M. *Gasket and Gasketed Joint Consideration for EMI Shielding.* ITEM 1994, p.38-48.
[67] TRAUTNITZ, F.W. *Modulare Abschirmkabinen mit Verbesserter Dämpfung Siemens Components* (1992), nr.2, p.70-72.
[68] CHU, G., DUDLEY, D.G., BRISTOL, T.L. *Interaction between an electromagnetic plane wave and spherical shell.*
[69] KARASEK, M., KREMPEL, M., RISTING, E. *Tackling interference suppression in frequency converters.* Siemens Components 29 (1994), nr.4, p.22-26.
[70] FAIRE-RITE PRODUCTS CORP. *Ferrite Products for the Electronic Industrie.* 13th Edition 1996.
[71] PARTEER ERIK. *Ferrites for Interference Suppression.* ITEM UP DATE EMC and Industrie Review, 1994, p.52-58.
[72] *Dexter Magnetic Materials Division*, Catalog 1991.

[73] WHITE DONALD. *Electrical Filters.* Interference Control Tehnologies, Gainswille Virginia, 1980.
[74] WHITE DONALD. *Shielding Design Methodology and Procedures,* Gainswille Virginia, 1986.
[75] CLAYTON R.PAUL. *Introduction to Electromagnetic Compatibility.* John Wiley, New-York 1992.
[76] MÜLLER, K.-O., NIELSEN, L., ROHNER CHR. *Calibrating Test Antennas New from Rohde & Schwarz.* Measuring EMI and wanted Signals, p.58-60.
[77] DIN 45003. *Messverfahren für Ton-und Fersehrundfunk-Empfangsanlagen im Frequenzbereich von 30 bis 1000 MHz.*
[78] ROHDE & SCHWARTZ. *Voltage and Power Measurements PD 757.0835.21.*
[79] TIETZE, U, SCHENK, CH. Halbleiter Schaltungstechnik. Springer-Verlag Berlin, Heildelberg, New-York, 1989.
[80] GILLE I.-CH., DECAULNE, P., PÉLEGRIN, M. *Théorie et calcul des asservissements linéaires.* Dunod Paris 1971.
[81] SIEMENS. *Technische Tabellen.* Ausgabe 1994.
[82] MAGER A. Das Eindringen von Magnetfeldern in offene Abschirmzylinder. Z. Angew. Physik 25 (1967) H.6. p.381-386.
[83] STECHER, M. *Spectrum Monitor EZM for radiomonitoring, filed - strength and EMI Measurements,* Measuring and wanted signals, p.29-34 Rhode & Schwarz, München, 1990.
[84] WOLLE, I. ESAI. *First test recevier with spectrum-analyzer capabilities to hande all standards.* Measuring and wanted signals. p.35-39. Rhode & Schwarz, München, 1990.
[85] GÖPEL, K.-D./GENZ, D. *Die Konzeption von EMV* Messplätzen Franzis Poing/München, 1995.
[86] ROTHAMMEL, K., KIRSCHKE, A. *Antennenbuch.* 11. Auflage Franckh – Kosmos Stuttgart, 1995.
[87] GERSTER, A., GREINER, T. *Affordable testing to new EMC standards.* Siemens Components 2 (1994), p.12-15.
[88] B. RALL. *New Methods in Modeling EMC Ferrites.* Interference Technology Engineers Master (ITEM), UP DATE 1995, p.35-39.
[89] M.SAN ROMAN. *Cable shielding with ferrites.* Interference Technology Engineers Master (ITET) 1997, p.128-134.
[90] JIRMANN, I. *Aktive Antenne für den Frequenzbereich von 10 kHz bis 50 MHz.* UKW-Berichte 1/92, p.37-42.
[91] GERSTNER, A., HÄNSSLER, R. *EMU-Messzentrum für Mobiltelefonen entwicklung.* Siemens Components 1/96, p.17-20.

Erată

Pag.	Rândul	În loc de:	Se va citi:
7	Tabel 1.1. relația (1.5)	$10 \log P_0/P_0$	$10 \log P_x/P_0$
27		fig.2.9	Figura alăturată
29	Pe fig.2.11		Raza cilindrului exterior = b
38	5	θ	0
44	Relația (2.39)	$\underline{U}-\left(\underline{U}-\frac{\partial \underline{U}}{\partial x}\mathrm{d}x\right)=$	$\underline{U}-\left(\underline{U}+\frac{\partial \underline{U}}{\partial x}\mathrm{d}x\right)=$
45	Relația (2.41)	$\underline{I}-\left(\underline{I}-\frac{\partial \underline{I}}{\partial x}\mathrm{d}x\right)=$	$\underline{I}-\left(\underline{I}+\frac{\partial \underline{I}}{\partial x}\mathrm{d}x\right)=$
72	2 de jos	$n = 2$	$n = 3$
87	În relația (4.41)	μ_3	μ_r
90	În relația (4.53)	φ_0	μ_0
134	În relația (4.298)	f_2	f_3
137	În relația (4.308)	$\left(\frac{2b^2}{\pi}\right)$	$\left(\frac{2b}{\pi}\right)^2$
146	Rândurile 1–4 de jos		Se suprimă
147	Relația (5.38)	$\underline{Z}_1=\frac{\underline{U}_1}{Z_1}=$	$\underline{Z}_1=\frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1}=$
178	Relația (6.1)	$\exp\left(\frac{n^2\pi^2 t}{RC}\right)$	$\exp\left(-\frac{n^2\pi^2 t}{RC}\right)$
182	6 de jos	tubul rezistiv *1*	tubul rezistiv *7*
209	2 de jos	piston	pistol
287	5 de jos	**Notă**	**P.19**

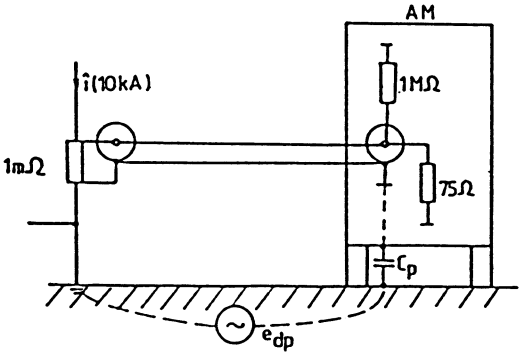


Fig.2.9. Neutralizarea cuplajului galvanic prin izolarea aparatului de măsurat *AM*